Postverlagsort Würzburg 2

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

BEGRÜNDET VON A. BERLINER UND C. THESING

UNTER BESONDERER MITWIRKUNG VON
ERICH v. HOLST

HERAUSGEGEBEN VON
ERNST LAMLA

BEIRAT:
J. BARTELS · E. BEDERKE · H. BROCKMANN · P. TEN BRUGGENCATE · C. W. CORRENS · H. J. DEUTICKE
H. v. FICKER · R. GRAMMEL · O. HAHN · R. HARDER · M. HARTMANN · W. HEISENBERG · K. HENKE
A. KUHN · M. v. LAUE · H. MARTIUS · R. W. POHL

ORGAN DER MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN
ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

43. JAHRGANG **HEFT 12** (ZWEITES JUNIHEFT) **1956**

INHALT:

Seite

AUFSÄTZE UND BERICHTE

Ein Demonstrationsversuch zur Mit- und Gegenkopplung. Von G. Heiland und E. Mollwo 265

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN

Nachstromuntersuchungen an Hochleistungsschaltern. Von W. Spruth 271

Das extrem kurzwellige UV-Licht einer Edelgasentladung. Von W. Bemerl und H. Fetz 272

Temperature Variation of Surface Tension as a Free Volume Problem. Von S. S. Mitra und D. N. Chakravarty . . . 273

Das Intensitätsverhältnis $K\bar{a}:K\beta$ als Hinweis auf selektive Veränderungen an Legierungsanteilen. Von F. Ebert . . . 273

On the Origin of the Microstructure in Ice. Von A. L. Gentile and W. Drost-Hansen 274

Eine Texturkamera zur schnellen Bestimmung von blättchenförmigen Tonmineralen. Von K. Jasmund 275

Über den Einfluß der Bindung des Kristallwassers auf dessen Deformationsschwingung im Ultrarot. Von E. Hartert . 275

Brechungsindex als Indikator bei Entmischungsvorgängen. Von G. Butenuth und E. Jenckel 276

Die Beschleunigung chemischer Reaktionen des Ultraschalls in Lösungen von Sauerstoff-Edelgas-Gemischen. Von A. Henglein 277

Reduzierende Wirkungen des Ultraschalls in Lösungen von Argon-Wasserstoff-Gemischen. Von A. Henglein 277

Vereinfachte Darstellung von 2-Desoxy-d-ribose. Von H. Venner 278

Zur chemischen Kennzeichnung der Hypoglycine. Von C. v. Holt, W. Leppla, B. Kröner und L. v. Holt 279

Turbidimetric Estimation of Heparin with Protamine. Von G. Fekete 279

Isolierung des α-Lipoproteins aus Humanserum in der Ultrazentrifuge und sein Identitätsnachweis mittels Papierelektrophorese. Von F. A. Pezold 280

Seite

Die Wirkung von 2-4-Dichlorphenoxyessigsäure und Glutathion auf das Wachstum der Gewebekulturen von Kartoffeln. Von B. Faludi 280

Ein Vorschlag zur Konservierung größerer Massen von Mikroorganismen unter Erhaltung der vitalen Eigenschaften. (Nachtrag.) Von H. Fink 281

Fungistatische Wirkung von Benzazolen. Von I. Strutz, H. Herbig, K. Poppe und H. Zinner 281

Über die Dosisabhängigkeit der Mortalität röntgentotalbestrahlter Mäuse. Von A. Catsch und M. Langendorff 281

Über den Phosphatgehalt von floriden und nekrotischen Anteilen der Guérin-Rattencarcinome. Von G. Barta und L. Vekerdi 282

Recherches de substances actives contre les virus. Von A. Marker 282

Reaktions- und Restitutionsphase der Plasmaviskosität bei Dürre- und Schüttelreizen. Von O. Stocker und H. Ross . 283

Ein neuer Typ neurosekretorischer Zellen im Unterschlundganglion der Regenwürmer. Von H. Hubl 284

Gen-Mutanten von Podospora anserina (Ces.) Rehm mit männlichem Verhalten. Von K. Esser 284

Induction of Flower Formation in Biennial Hyoscyamus by Treatment with Gibberellin. Von A. Lang 284

Simultane Photo- und Geotaxis bei der Vertikalwanderung von Daphnia longispina O. F. M. und Bosmina coregoni Baird. Von R. Schröder 285

Das Auffinden der Wirtspflanze durch fliegende Fichtenblattwespen. Von E. Merker und K. G. Adlung 286

Zur Übertragung der Nährpilze bei Ambrosiakäfern. Von H. Francke-Grosmann 286

Experimente zur Analyse der Herzentwicklung bei Triton. Von O. Mangold 287

BESPRECHUNGEN

Niels Bohr and the Development of Physics. (Ref.: G. Lüders) 287

Biologie und Wirkung der Fermente. (Ref.: F. Lynen) 288

R. Peierls, Quantum Theory of Solids. (Ref.: F. Hund) . . . 288

Die chemische Bindung. **Drei Vorlesungen für Chemiker**

Von Dr. **Hermann Hartmann,** o. Professor der physikalischen Chemie an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität zu Frankfurt a. M. Mit 57 Abbildungen. III, 105 Seiten 8⁰. 1955. DM 9.80

In der Lehrbuchliteratur gibt es schon eine Reihe von elementaren Einführungen in die Theorie der chemischen Bindung, die den Studenten der Chemie mit diesem Kernstück des theoretischen Teils seiner Wissenschaft bekannt machen sollen.
Die bekannten Bücher führen die unumgänglichen Elemente der Quantenphysik in der Regel in der Schrödingerschen Form, also in korpuskularer Sprache ein. Da bei Verwendung dieser Sprache chemische Bindung erst auf den höheren Stufen der Theorie verstanden werden kann, verliert der Leser so meistens den Zusammenhang der Bindungsphänomene mit den im System der Quantentheorie erfaßten experimentellen Grundtatsachen aus dem Auge. Da nun außerdem bei der üblichen Beschränkung auf die Diskussion des Einkörperproblems („molecular orbitalis") gerade diejenigen Teile der Theorie sowieso wieder über Bord geworfen werden, deren Einführung zunächst so große Schwierigkeiten gemacht (bzw. unklare Vorstellungen erzeugt) hat, schien es dem Verfasser mehr Sinn zu haben, den Weg zur Quantentheorie vom klassischen Feldbild her zu nehmen, die korpuskulare also durch die undulatorische Sprache zu ersetzen.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Begründet 1913 von *A. Berliner* und *C. Thesing*. 1934/35 herausgegeben von *H. Matthée*, 1936—1944 herausgegeben von *F. Süffert*, 1945—1949 herausgegeben von *A. Eucken*.

Beilage: „Mitteilungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte".

Bildet die Fortsetzung der „Naturwissenschaftlichen Rundschau", begründet 1886 und bis 1912 (Jahrgang 27) herausgegeben von *J. Bernstein, V. Meyer, B. Schwalbe, W. Sklarek* u. a. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn.

Organ der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte und Organ der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften (bis 1948 Organ der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft).

Die **„Naturwissenschaften"** erscheinen zweimal monatlich. Bestellungen nimmt jede Buchhandlung, in den Westzonen auch jedes Postamt entgegen. Preis vierteljährlich 15.— DM, für das einzelne Heft 3.— DM, zuzüglich Postgebühren. Die Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte erhalten die Zeitschrift im Abonnement mit einem Nachlaß von 20 %. Für Studierende der Naturwissenschaften ermäßigt sich der Bezugspreis auf vierteljährlich 11.25 DM zuzüglich Zustellgebühren. Lieferung läuft weiter, wenn nicht vier Wochen vor Quartalschluß abbestellt wird. Der Bezugspreis ist im voraus zahlbar.

Nachdruck: Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskripts und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht. Grundsätzlich dürfen nur Arbeiten eingereicht werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind und die auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen der Autor sich verpflichtet.

Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrophote u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Sonderdrucke: Den Verfassern von Originalbeiträgen und Kurzen Originalmitteilungen stehen 75 Exemplare kostenfrei zur Verfügung.

Anzeigen werden von der Anzeigenabteilung des Verlages (Berlin W 35, Reichpietschufer 20 [Britischer Sektor], Tel. 24 92 51) angenommen. Die Preise wolle man unter Angabe der Größe und des Platzes erfragen.

Springer-Verlag
Berlin · Göttingen · Heidelberg

Redaktionelle Hinweise

I. Allgemeines.

1. Bei der Einsendung von Manuskripten an „Die Naturwissenschaften" bittet die Redaktion die Herren Autoren, stets im Auge zu behalten, daß die Zeitschrift in erster Linie den Wünschen und Interessen des weiten Kreises ihrer Leser zu dienen hat und daß daher ihnen gegenüber Sonderwünsche der Herren Autoren in bezug auf Inhalt, Form und Umfang ihrer Veröffentlichung zurücktreten müssen, falls die Redaktion dies für erforderlich hält.

2. Vor allem bittet die Redaktion, von der Einsendung von Aufsätzen Abstand zu nehmen, die nur für einen eng begrenzten Leserkreis verständlich und von Interesse sind und die daher in einer Fachzeitschrift ihren richtigen Platz haben. Ausnahmen bilden knapp gefaßte Schilderungen der Ergebnisse eben fertiggestellter Arbeiten; für diese ist die Rubrik „KOM" („Kurze Originalmitteilungen") vorgesehen. Wegen Platzmangels sind allerdings auch hier gewisse Einschränkungen nötig. In bezug auf den Inhalt: Angenommen werden können nur wirklich wichtige Arbeiten (z. B. keine bloßen Analogiearbeiten). In bezug auf den Umfang: Im Durchschnitt kann für eine einzelne KOM nur der Raum einer Spalte (etwa 1000 Silben) zur Verfügung gestellt werden.

3. Die KOM erscheinen „unter ausschließlicher Verantwortung der Autoren". Eine wissenschaftlich-kritische Stellungnahme der Herausgeber zu ihrem Inhalt erfolgt nicht. Die Redaktion prüft lediglich, ob ein genügendes Allgemein-Interesse vorliegt.

4. „Kurze Originalmitteilungen" aus dem englischen und französischen Sprachgebiet können in der Originalsprache veröffentlicht werden.

II. Spezielle Hinweise.

Alle Sendungen und Zeitschriften sind zu richten an:

Redaktion der Naturwissenschaften,

(20b) Göttingen, Jennerstr. 21, Tel.: 59717.

In sämtlichen Fällen erhalten die Autoren eine Bestätigung über das Eintreffen von Manuskripten sowie über deren Annahme oder Ablehnung. In den Aufsätzen sind seltene und nur einem kleinen Leserkreis verständliche Fachausdrücke nach Möglichkeit zu vermeiden oder in einer Fußnote kurz zu erläutern. Literaturzitate sind fortlaufend zu numerieren; die angeführten Arbeiten werden dann in einem Literaturverzeichnis am Schluß der Arbeit zusammengestellt. Bei Erläuterung des Textes durch Figuren ist überflüssiger Aufwand zu vermeiden. Figurenvorlagen für Strichätzungen sind so sorgfältig herzustellen, daß nach ihnen ohne weitere Rückfragen Reinzeichnungen angefertigt werden können. Diese werden zur Zeitersparnis den Autoren im allgemeinen nicht vorgelegt, sondern seitens der Redaktion kontrolliert.

Photographische Abbildungen (Autotypien) können gebracht werden, soweit sachlich erforderlich. In vielen Fällen läßt sich jedoch das Wesentliche durch eine (leichter reproduzierbare) Zeichnung ebensogut zeigen.

Korrekturen.

Die Autoren der Aufsätze, Berichte und Buchbesprechungen erhalten eine Fahnenkorrektur, deren umgehende Erledigung und Rücksendung erbeten wird.

Bei den KOM wird zur Beschleunigung des Erscheinens die Korrektur von Text und Abbildungen von der Redaktion besorgt, soweit nicht der Autor bei Einsendung des Manuskriptes ausdrücklich den Wunsch äußert, diese Arbeit selbst vorzunehmen. Bei KOM ohne Figuren soll hierdurch das Erscheinen innerhalb 4 Wochen nach Eingang bei der Redaktion ermöglicht werden.

Besprechungsexemplare

Es wird gebeten, von der unverlangten Zusendung von Büchern, besonders kleineren Broschüren und Zeitschriften-Heften, abzusehen und zunächst eine Anfrage an die Redaktion zu richten, die dann von sich aus Exemplare anfordern wird. — Für die Rückgabe unverlangter Sendungen kann keine Gewähr übernommen werden.

Bauelemente der physikalischen Technik

Entwurf und Aufbau physikalischer Geräte für Forschung und Unterricht. Von **Max Pollermann**, Dr. rer. nat., Privatdozent an der Technischen Hochschule Karlsruhe. Mit 1048 Abbildungen. VIII, 276 Seiten 8°. 1955. Ganzleinen DM 28.—

Inhaltsübersicht: Einleitung. Werkstoffe, Bearbeitung und Einzelteile. Verbindungen. Führungen. Triebmittel, Schalt- und Regelelemente, Meßelemente. Feineinstellungen. Vakuumtechnische Bauelemente. Elektrische Bauelemente. Optische Bauelemente. Strahlentechnische Bauelemente. Anhang. Literaturverzeichnis, Bezugsquellenverzeichnis, Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

43. Jahrgang Heft 12 (Zweites Juniheft) 1956

Ein Demonstrationsversuch zur Mit- und Gegenkopplung

Von G. HEILAND und E. MOLLWO, Erlangen

Einleitung

In Biologie und Technik spielen bei vielen Vorgängen Mit- und Gegenkopplung — gemeinsamer Oberbegriff Rückkopplung — eine wichtige Rolle. Deswegen hielten wir eine einfache Demonstration der wichtigsten Zusammenhänge in der Vorlesung für notwendig. Wir berichten im folgenden über einen Versuch, der auch für quantitative Messungen im Praktikum geeignet erscheint. Die zur Vorführung benutzten Geräte, im wesentlichen eine Photozelle

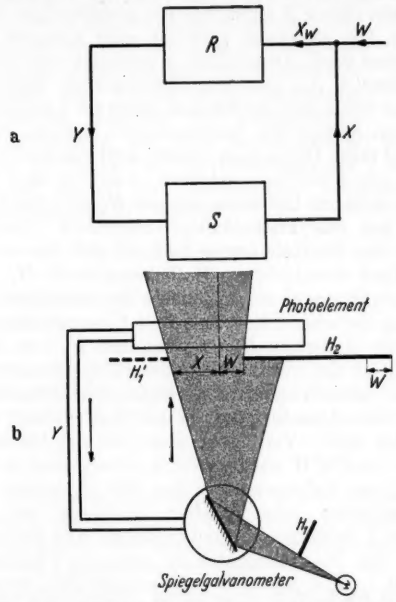


Fig. 1a u. b. Schematische Darstellung a eines Rückkopplungskreises; b des Demonstrationsversuches (Fall der Mitkopplung: $X_W = W + X$). H_1 = Halbebenenblende vor dem Kondensor, H_1' = Bild von H_1, H_2 Halbebenenblende vor dem Photoelement

(Photoelement) und ein Spiegelgalvanometer, dürften meist vorhanden oder leicht zu beschaffen sein und können für den gewünschten Zweck leicht hergerichtet werden. Die Anordnung gestattet, die Verhältnisse der miteinander verknüpften Größen unter verschiedenen Bedingungen zu zeigen. Im besonderen können Regelvorgänge und ihre Stabilitätsgrenzen sowie die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen vorgeführt werden. Bei der Darstellung beschränken wir uns auf *stationäre Fälle*. Teil I behandelt statische Zustände (zeitlich konstante Größen), Teil II zeitabhängige Vorgänge (zeitlich periodische Größen konstanter Amplitude). Dabei interessiert besonders der Grenzfall zwischen stabilem und instabilem Verhalten. In beiden Teilen besprechen wir zunächst die allgemeinen Zusammenhänge und gehen dann auf ihre Erläuterung durch das Modell ein. Für nähere Information sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen [*1*] bis [*5*].

I. Statische Zustände und monotone Instabilität

1. Allgemeine Grundlagen

Zunächst interessieren wir uns nur für statische Zustände. Fig. 1a zeigt das Schema eines durch Rückkopplung geschlossenen Kreises. Die Kästen R und S bedeuten Übertragungssysteme. Das sind Anordnungen, die entweder Größen gleicher Qualität verknüpfen (z.B. Verstärker: Spannung und Spannung) oder solche verschiedener Qualität (z.B. elektrische Meßinstrumente: Strom und Ausschlag). Zwischen der zugeführten Eingangsgröße und der abgegebenen Ausgangsgröße besteht dabei ein eindeutiger Zusammenhang. Die Verbindungsstriche zwischen den Kästen in Fig. 1a bedeuten Einwirkungen des einen Übertragungssystems auf das andere, z.B. durch elektrische Ströme (Doppelleitungen), Lichtbündel, Kräfte usw. Betrachtet man lediglich die einfache Reihenschaltung von R und S und führt am Eingang von R die zeitlich konstante Größe X_W zu, dann ergibt sich

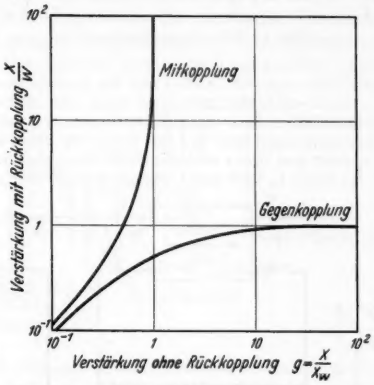


Fig. 2. Verstärkung mit Rückkopplung X/W als Funktion der Verstärkung ohne Rückkopplung $g = X/X_W$ nach (3)

am Ausgang von S im einfachsten, hier allein betrachteten Falle eine zu X_W *proportionale* Größe X. Als Verstärkungsfaktor ohne Rückkopplung kann definiert werden:

$$g = X/X_W. \tag{1}$$

Schließt man jetzt den Kreis und führt von außen die zeitlich konstante Größe W zu, so wird die Eingangsgröße:

$$X_W = W + X \quad \text{bei Mitkopplung,} \tag{2a}$$

$$X_W = W - X \quad \text{bei Gegenkopplung.} \tag{2b}$$

Dabei ist X also die durch Rückkopplung zurückgeführte Größe. Durch Auflösen von (1) und (2) nach X/W erhält man den Verstärkungsfaktor des geschlossenen Kreises zu:

$$X/W = g/(1 - g) \quad \text{bei Mitkopplung,} \tag{3a}$$

$$X/W = g/(1 + g) \quad \text{bei Gegenkopplung.} \tag{3b}$$

Der durch (3) gegebene Zusammenhang ist in Fig. 2 dargestellt.

Im Falle der Mitkopplung steigt X/W stärker als proportional mit g an und wird für $g=1$ unendlich („monotone Instabilität"). Auch für $g>1$ erhält man Instabilität. In diesem Bereich verliert Gl. (3a) ihre Gültigkeit, sie läßt sich nicht mehr physikalisch deuten.

Bei Gegenkopplung steigt X/W weniger als proportional mit g, erreicht den Wert 0,5 für $g=1$ und strebt gegen den Grenzwert 1 für $g \gg 1$[1]). Allerdings ist einer beliebigen Steigerung des Verstärkungsfaktors g durch das Auftreten der periodischen Instabilität eine Grenze gesetzt (vgl. II).

2. *Praktische Beispiele*

Aus dem Gebiete der elektrischen Verstärkertechnik mögen hier zwei spezielle Anwendungen der Rückkopplung erwähnt werden. Ein Beispiel für die *Mitkopplung* bietet die monoton instabile „*Flip-Flop-Schaltung*" [6] (Fig. 3). Sie wird bei der Zählung von Impulsen

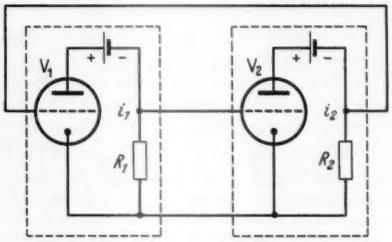


Fig. 3. Flip—Flop-Schaltung

in der Kernphysik verwandt. Ändert sich das Gitterpotential der Röhre V_1 in positivem Sinne, z.B. durch einen vom Zählrohr gelieferten Spannungsstoß, dann steigt der Anodenstrom i_1 und damit auch der Spannungsabfall über R_1. Das Gitter der Röhre V_2 wird negativer, i_2 sinkt und damit auch der Spannungsabfall über R_2. Das Gitter der Röhre V_1 wird daher weniger negativ, und i_1 steigt

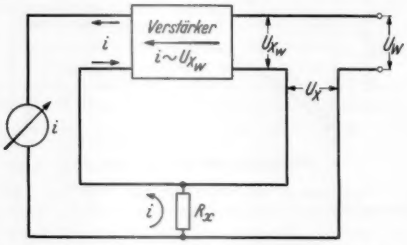


Fig. 4. Gleichstromverstärker mit Gegenkopplung

$U_{x_w} = U_w - U_x$, vgl. (2b)

weiter an. Dieser Prozeß läuft fort, bis i_2 praktisch Null ist (vgl. später Fig. 5b und c). Durch einen hinreichenden positiven Spannungsstoß (über einen kleinen Kondensator) auf das Gitter von V_2 wird der „Kippvorgang" in umgekehrter Richtung eingeleitet usf. im Wechsel. Auf diese Weise ist es möglich, die Zahl von Impulsen um den Faktor 2 zu „untersetzen". Man kann die Schaltung als einen zweistufigen mitgekoppelten Gleichstromverstärker auffassen, dessen Verstärkungsfaktor g größer als 1 ist[2]).

Meßtechnisch von größerer Bedeutung ist die *Gegenkopplung*. Ihre Anwendung ermöglicht den Gebrauch von Verstärkern mit Elektronenröhren für genaue Messungen, obwohl der Verstärkungsfaktor g Schwankungen unterworfen ist. Ein Beispiel hierfür bietet die (elektrostatische) Spannungsmessung mit einem *Gleichstromverstärker*. Dieser liefert an seinem Ausgang einen Gleichstrom i, der proportional zur Gleichspannung U_{X_W} am Eingang ist. Fig. 4 zeigt das Schema eines Gleichstromverstärkers mit Gegenkopplung. Der in Fig. 1a benutzten Größe W entspricht die Meßspannung U_W, der Größe X der vom Ausgangsstrom i des Verstärkers über einem relativ kleinen Widerstand R_X erzeugte Spannungsabfall U_X. Nach (3b) ist $i \cdot R_X = U_X = g/(1+g) \cdot U_W$. Daher kann eine Strommessung im Ausgangskreis zur Bestimmung der Spannung U_W dienen. Hierbei gehen die relativen Schwankungen des Verstärkungsfaktors g nur mit dem Bruchteil $1/(1+g)$ als relative Meßfehler ein:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{\Delta U_X}{U_X} = \frac{\Delta g}{g} \frac{1}{1+g}.$$

Bei hinreichend großen Werten von g ist die Meßgenauigkeit dann durch das Anzeigeinstrument allein bestimmt [7].

3. *Modellversuch*

Unsere als Modell gedachte Anordnung ist in Fig. 1b gezeichnet und schließt sich dem Schema des oben dargestellten Rückkopplungskreises weitgehend an. Dem Gliede R entspricht ein großflächiges *Photoelement*, das zu einem größeren oder kleineren Teil beleuchtet wird. Dem Gliede S entspricht ein *Spiegelgalvanometer*, das mit dem Photoelement verbunden ist. Der Kreis wird geschlossen durch ein Lichtbündel, das vom Spiegel des Galvanometers auf das Photoelement fällt. Dieses Lichtbündel wird von einer Glühlampe mit Kondensor geliefert. Eine vor dem Kondensor stehende Halbebenenblende H_1 wird durch eine Linse auf das Photoelement abgebildet. Vor der Fläche des Photoelementes befindet sich eine zweite, von Hand verschiebbare Halbebenenblende H_2. Zur Vorführung trennt man zunächst die elektrische Verbindung zwischen Photozelle und Galvanometer und stellt die Halbebene H_2 und das Bild H_1' von H_1 so ein, daß sie sich vor der Mitte des Photoelementes berühren. Schließt man jetzt die elektrische Verbindung, so tritt kein Ausschlag auf, da das Photoelement nicht bestrahlt wird. Verschiebt man nun die Blende H_2 um die Strecke W nach rechts, so bewegt sich je nach Polung des Galvanometers das Bild H_1 in der entgegengesetzten oder gleichen Richtung um eine Strecke X (Mit- bzw. Gegenkopplung). Die bestrahlte Fläche des Photoelementes ist also dem Blendenabstand $H_1' - H_2 = X_W = (W \pm X)$ proportional. Schiebeblende und Halbebenenbild überragen das Photoelement so weit, daß sie auf einer Projektionswand vergrößert im Schattenwurf erscheinen. Es ist nun möglich, den Verstärkungsfaktor g durch Änderung der Lampenhelligkeit oder der Empfindlichkeit des Galvanometers zu variieren und den in Fig. 2 wiedergegebenen Zusammenhang zu demonstrieren. In Fig. 5 wird das auf der Projektionswand erscheinende Bild für einige Fälle dargestellt. Der Verstärkungsfaktor $g = X/X_W = X/(W \pm X)$ ist bei Gegenkopplung stets direkt abzulesen, bei Mitkopplung nur für $g<1$. Ferner kann die Variation von X als Funktion von W mit g als Parameter gezeigt werden.

Im Falle der Gegenkopplung ist das Modell geeignet, einige Probleme der *Regeltechnik* zu demonstrieren und den hierbei üblichen Fachausdrücken einen anschaulichen Inhalt zu geben. Da die Größe X stets der Eingangsgröße X_W *proportional* ist, zeigt das Modell die Vorgänge bei *Proportionalreglern*. In unserem Versuch *folgt* die Größe X (Regelgröße) den Veränderungen der Größe W („Führungsgröße") mit der „Regelabweichung" $W - X = W \cdot 1/(1+g) = X_W$.

[1]) Wird von der Ausgangsgröße X nur der Bruchteil β $(0<\beta<1)$ zurückgeführt, so ergibt sich die Verstärkung mit Rückkopplung zu $X/W = g/(1 \mp \beta g)$. Auch bei Gegenkopplung kann sie dann größer als 1 werden. Als Grenzwert für $\beta \cdot g \gg 1$ ergibt sich $X/W \approx 1/\beta$.

[2]) Strenggenommen fällt die Flip—Flop-Schaltung aus dem Rahmen unserer Betrachtungen heraus, da für $g>1$ nach unseren Voraussetzungen kein stationärer Zustand zu erwarten ist. (Vgl. auch später II.)

Es handelt sich also speziell um einen *Folgeregler*. Wir erinnern als Beispiele an den schon erwähnten Gleichstromverstärker [7] oder den sog. Photozellenkompensator [4], Geräte, die unter anderem zur Fernanzeige oder zur Aufzeichnung leistungsschwacher Vorgänge benutzt werden. Bei beiden folgt der Meßgröße W eine Kompensationsgröße X mit erhöhter Leistung. Die „Regelabweichung" $W - X$ sinkt mit wachsendem Verstärkungsfaktor g. Sie kann jedoch nicht beliebig verringert werden, da die Steigerung des Verstärkungsfaktors durch die Stabilitätsgrenze beschränkt wird (vgl. II)[1]).

Das Modell kann auch zur Erläuterung der Vorgänge bei einem *Halteregler* benutzt werden. Technisches Beispiel: Der Fliehkraftregler hält Drehzahlen konstant [4]. Biologisches Beispiel: Der Pupillenreflex setzt Schwankungen der einfallenden Strahlungsleistung für das Auge herab [5]. Als Größe, die konstant gehalten werden soll, betrachten wir in unserem Modell z. B. den Lichtstrom (Lichtleistung), der bei variabler Helligkeit der Galvanometerbeleuchtung die Öffnung zwischen der feststehenden Schiebeblende H_2 und dem Blendenbild H_1' passiert. Der in (1) eingeführte Verstärkungsfaktor g ist proportional der auf das Photoelement wirkenden Bestrahlungsstärke B (Watt/m²):

$$g = c \cdot B. \tag{4}$$

Mit h = Höhe der bestrahlten Fläche und L = Lichtleistung gilt:

$$L = h \cdot (W - X) \cdot B. \tag{5}$$

Setzt man $X/W = g(1+g)$ aus (3b) ein, so folgt:

$$L = \frac{hW}{c} \cdot \frac{g}{1+g} = \frac{hW}{c} \cdot \frac{cB}{1+cB}. \tag{6}$$

Der Lichtstrom L wird also für $g \gg 1$ praktisch unabhängig von der Bestrahlungsstärke B. Helligkeitsschwankungen der Lichtquelle werden durch den Regler weitgehend ausgeglichen.

Eindrucksvoller, wenn auch nicht ganz so übersichtlich wie mit unserem Modell zur Rückkopplung, führt man einen nach dem genannten Verfahren arbeitenden *Halteregler für den Lichtstrom* in folgender Weise vor (Fig. 6): Die Wendel einer Glühlampe wird mit zwei in geringem Abstande hintereinander stehenden Linsen auf die Projektionswand abgebildet. Zwischen den Linsen befinden sich eine feste Dreiecksblende H_f und eine bewegliche, am Zeiger eines liegenden Drehspulgalvanometers befestigte Halbebenenblende H_b. Das Instrument ist mit einem Photoelement verbunden, welches über einen zwischen Objektiv und Projektionswand stehenden halbdurchlässigen Spiegel beleuchtet wird. Bei Steigerung der Lampenhelligkeit deckt die bewegliche Blende einen wachsenden Teil des Bündelquerschnittes ab. Die Bestrahlungsstärke im Bilde der Wendel bleibt dadurch von einem mittleren Wert an praktisch unverändert.

[1]) Im Gegensatz zu den Proportionalreglern (unser Modell) wird die Regelabweichung bei den sog. *Integralreglern* annähernd Null (kleiner als die Ansprechempfindlichkeit). Der Name dieser Regler ist folgendermaßen zu erklären: Die zeitliche Ableitung der Regelgröße ist hier der Regelabweichung proportional, die Regelgröße selbst also dem Zeitintegral derselben.

II. Zeitverhalten und periodische Instabilität

1. Allgemeine Grundlagen (Stabilitätskriterium)

Des leichteren Verständnisses wegen haben wir zunächst nur statische Zustände besprochen. Vorausgesetzt war dabei, daß derartige Zustände mit zeitlich konstanten Größen existieren. Das ist praktisch keineswegs allgemein der Fall. Je nach dem

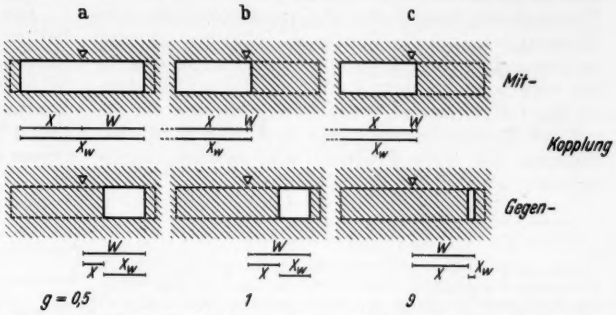


Fig. 5. Bild auf der Projektionswand für verschiedene Werte des Verstärkungsfaktors ohne Rückkopplung $g = X/X_W$, vgl. (3)

Zeitverhalten der Glieder R und S, das bisher außer acht gelassen wurde, kann sich oberhalb einer bestimmten Verstärkung eine ungedämpfte Schwingung einstellen („periodische Instabilität"). Damit ist für einen Regelkreis die maximale Verstärkung, für die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen die minimale Verstärkung (kritische Verstärkung g_k) gegeben[2]).

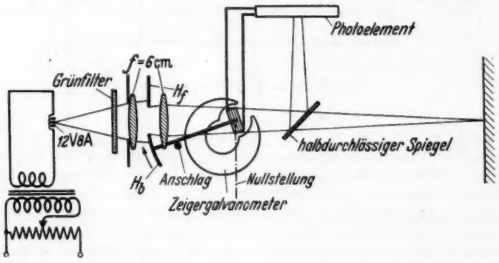


Fig. 6. Schematische Darstellung eines Lichtstrom-Haltereglers

Um festzustellen, unter welchen Bedingungen die Stabilitätsgrenze erreicht wird, kann man das folgende Experiment in Gedanken oder auch praktisch durchführen (Fig. 8, links): Man schneide den Kreis an einer beliebigen Stelle auf, z. B. zwischen x und x_w. In gleicher Weise wie bei der Definition des Verstärkungsfaktors g im Abschnit I, 1 liegt dann die einfache Reihenschaltung der Kästen R und S vor. Am Eingang von R führe man eine sinusförmig periodische Größe x_w zu, die nacheinander alle Frequenzen durchläuft, und beobachte Amplitude und Phasenwinkel der Ausgangsgröße x im Vergleich mit x_w [Bestimmung des „Frequenzganges" $F_a(j\,\omega) = \frac{x}{x_w}$, wobei ω = Kreisfrequenz, $j^2 = -1$]. Dann gilt das folgende *Stabilitätskriterium:* Wird für eine bestimmte Frequenz ω_k und Verstärkung g_k die nach Durchlaufen des aufgeschnittenen Kreises auftretende Größe x

[2]) Die zeitlich konstanten Größen (Teil I) werden mit den großen Buchstaben W, X, X_W, Y bezeichnet, die zeitabhängigen Größen (Teil II) mit kleinen Buchstaben w, x, x_w, y.

nach Phase und Amplitude gleich der zugeführten x_w, so ist der geschlossene Kreis für $g \geq g_k$ instabil. Es erregen sich Schwingungen der Frequenz ω_k.

Die Phasenbedingung des Stabilitätskriteriums bedeutet, daß beim Auftreten von Instabilitäten Mitkopplung vorliegen muß. Sind die Kästen R und S bereits im Sinne einer Mitkopplung bei statischen Zuständen zusammengeschaltet, dann kann ohne weitere Phasenverschiebung in R und S (monotone) Instabilität auftreten (vgl. I). Wurde die Schaltung dagegen im Sinne einer Gegenkopplung bei statischen Zuständen vorgenommen, dann kann (periodische) Instabilität nur mit derjenigen Frequenz ω_k auftreten, für die sich die Phasenverschiebungen in R und S zu 180° addieren. Für diese Frequenz wird aus der Gegenkopplung also wieder Mitkopplung.

2. *Praktisches Beispiel*

Das genannte Stabilitätskriterium ist identisch mit der von Barkhausen angegebenen Bedingung für die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen in der Meissnerschen Rückkopplungsschaltung eines Röhrenoszillators [*1*]. In Analogie zu den Beispielen aus der Elektronik für die statischen Zustände verweisen wir hier auf den *Phasenschiebergenerator* als Beispiel für periodische

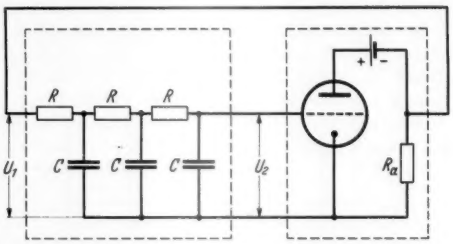


Fig. 7. Phasenschiebergenerator

Instabilität (Fig. 7). Er stellt eine besonders übersichtliche Schaltung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen dar. Bei der in Fig. 3 wiedergegebenen Flip-Flop-Schaltung ergibt sich für jede der beiden Röhren 180° Phasendifferenz zwischen Änderungen der Gitter- und der Anodenspannung (Mitkopplung, monotone Instabilität). In Fig. 7 ist eine der beiden Röhren durch einen Kettenleiter mit drei gleichen Widerständen und Kapazitäten ersetzt. Dieser liefert nur für eine bestimmte Frequenz $\omega_k = \sqrt{6}/RC$ eine Phasenverschiebung von 180° zwischen den Spannungen U_2 und U_1. Mit der weiteren Phasendrehung von 180° durch die Röhre ist dann die Phasenbedingung des oben erwähnten Stabilitätskriteriums erfüllt. Längs des genannten Kettenleiters sinkt für eine Wechselspannung der Frequenz ω_k die Amplitude auf 1/29, $|U_2| = 1/29\,|U_1|$. Sobald daher die Spannungsverstärkung U_1/U_2 der Röhre den Wert 29 überschreitet, genügt die Schaltung auch der Amplitudenbedingung des Stabilitätskriteriums, und es erregt sich eine ungedämpfte Schwingung der Frequenz ω_k ($Ra \ll R$).

3. *Theorie des Modellversuches*

Im Abschnitt II, 1 wurde bei der Einführung des Stabilitätskriteriums ein Verfahren zur Bestimmung des Frequenzganges erwähnt. Theoretisch findet man den Frequenzgang als Lösung der das System charakterisierenden Differentialgleichung für den Fall, daß die Eingangsgröße als zeitlich periodisch angesetzt wird. Läßt man dagegen die Eingangsgröße zur Zeit $t = 0$ vom Werte Null auf einen weiterhin konstanten Wert springen, so liefert die Lösung die sog. *Übergangsfunktion* des Systems. Sie charakterisiert es ebenso vollständig wie der *Frequenzgang*. Für unser Modell wollen wir die Frequenzgänge F_R und F_S der beiden, aus dem Kreis herausgenommenen, Übertragungssysteme R und S aus den zugehörigen Differentialgleichungen berechnen. Damit ergeben sich auch die Frequenzgänge des aufgeschnittenen Kreises, F_a, und des geschlossenen Kreises, F_w. Hierbei erhalten wir eine mathematische Formulierung für das oben erwähnte Stabilitätskriterium. Die kritischen Werte von Frequenz und Verstärkungsfaktor lassen sich dann in einfacher Weise bestimmen.

Der Kasten R (Photoelement) besitzt das Zeitverhalten einer Stromquelle von großem Innenwiderstand, zu der sowohl ein Kondensator C als auch ein Widerstand ϱ parallel geschaltet sind. Die Zeitkonstante ist daher $\tau = \varrho \cdot C$. Die bestrahlte Fläche des Photoelementes, und damit der abgegebene Strom Y, wächst proportional dem Blendenabstand $H_1' - H_2 = X_w$ (vgl. Fig. 1b). Der Proportionalitätsfaktor (Empfindlichkeit) des Kastens R ist daher gegeben durch

$$F_R(0) = \frac{\text{Strom } Y}{\text{Blendenabstand } X_W}. \tag{7}$$

Y und X_W sind in dieser Gleichung zeitlich konstante Größen ($\omega = 0$). Die Differentialgleichung des Kastens R lautet dann (vgl. Fußnote 2, S. 267):

$$\tau \cdot \frac{dy}{dt} + y = F_R(0) \cdot x_w(t) \tag{8}$$

a) Setzt man $x_w = A \cdot e^{j\omega t}$, dann ergibt sich für den Frequenzgang:

$$F_R(j\omega) = \frac{y}{x_w} = \frac{F_R(0)}{1 + j\,\omega\,t}. \tag{9}$$

b) Setzt man $x_w = 0$ für $t < 0$,

$$x_w = x_{w1} \quad \text{für} \quad t > 0,$$

dann ergibt sich als Übergangsfunktion

$$\frac{y}{x_{w1}} = F_R(0) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \tag{10}$$

Der Kasten S (Spiegelgalvanometer) ist in seinem Zeitverhalten charakterisiert durch die Eigenfrequenz ω_0 und den Dämpfungsgrad D. Die Verschiebung X des Blendenbildes H_1' wächst proportional mit dem Strom Y durch das Galvanometer (vgl. Fig. 1b). Der Proportionalitätsfaktor (Empfindlichkeit) des Kastens S ist daher gegeben durch

$$F_S(0) = \frac{\text{Blendenverschiebung } X}{\text{Strom } Y}. \tag{11}$$

X und Y sind in dieser Gleichung zeitlich konstante Größen ($\omega = 0$). Die Differentialgleichung des Kastens S lautet dann (vgl. Fußnote 2, S. 267):

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2D\,\omega_0 \frac{dx}{dt} + \omega_0^2\,x = \omega_0^2 \cdot F_S(0) \cdot y(t). \tag{12}$$

a) Setzt man $y = B \cdot e^{j\omega t}$, dann ergibt sich für den Frequenzgang:

$$F_S(j\omega) = \frac{x}{y} = \frac{F_S(0)}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + j\,(\omega/\omega_0)\,2D}. \tag{13}$$

b) Setzt man $y = 0$ für $t < 0$,

$$y = y_1 \quad \text{für} \quad t > 0,$$

dann ergibt sich die Übergangsfunktion mit verschiedenen Ausdrücken für Schwingfall ($D < 1$), aperiodischen Grenzfall ($D = 1$) und Kriechfall ($D > 1$). Vgl. z. B. [*8*].

Ähnlich wie im Abschnitt I, 1 für statische Zustände wollen wir nun für periodische Vorgänge das Verhalten des offenen (Reihenschaltung von R und S) und des geschlossenen Kreises betrachten. Der Frequenzgang der Reihenschaltung von R und S ist das Produkt der Frequenzgänge der einzelnen Übertragungssysteme:

$$F_a(j\omega) = F_R(j\omega) \cdot F_S(j\omega) = x/x_w. \tag{14}$$

Die gesamte Amplitudenänderung im offenen Kreis ist das Produkt aus den Amplitudenänderungen in R und S, die gesamte Phasenverschiebung ergibt sich als Summe der Beiträge von R und S:

$$\left.\begin{aligned} |F_a| &= |F_R| \cdot |F_S|; \\ \varphi_a &= \varphi_R + \varphi_S. \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Der im ersten Teil, (1), eingeführte Verstärkungsfaktor g ergibt sich als Produkt der Proportionalitätsfaktoren $F_R(0)$ und $F_S(0)$, d. h. der Frequenzgänge bei $\omega = 0$, vgl. (7), (11):

$$\left.\begin{aligned} g &= F_R(0) \cdot F_S(0) \\ &= F_a(0) = X/X_W. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Schließt man jetzt den Kreis, so gilt wie oben (2):

$$x_w = w \pm x \tag{17}$$

für Zusammenschaltung im Sinne einer Mit- bzw. Gegenkopplung bei $\omega = 0$ (Fig. 1a). Durch Auflösen von (14) und (17) nach x/w folgt mit periodischer Führungsgröße w der Frequenzgang des geschlossenen Kreises:

$$F_w(j\omega) = \frac{x}{w} = \frac{F_a(j\omega)}{1 \mp F_a(j\omega)}. \tag{18}$$

Die *Grenze der Stabilität ist* erreicht, wenn F_w gegen Unendlich geht. Damit können wir dem in Abschnitt II, 1 angeführten *Stabilitätskriterium* eine mathematische Formulierung geben. Es tritt Instabilität auf für

$$F_a \geq 1 \qquad \text{(Mitkopplung)}, \tag{19}$$

$$F_a \leq -1 \qquad \text{(Gegenkopplung)}. \tag{20}$$

Die Zeichen $>$ und $<$ weisen darauf hin, daß nach Überschreiten der Grenze ein Gebiet der Instabilität folgt. Die Formeln (3) und (18) sind dann nicht mehr gültig. Eine Begründung läßt sich aus physikalischen Überlegungen oder aus einer Diskussion der Differentialgleichung des geschlossenen Kreises (29) geben.

Für *Mitkopplung* ergibt (19):

$$\mathfrak{Im}(F_a) = 0, \qquad \mathfrak{Re}(F_a) \geq 1, \tag{21}$$

also

$$\varphi_a = \varphi_R + \varphi_S = 0, \qquad |F_a| = |F_R| \cdot |F_S| \geq 1. \tag{22}$$

Das ist erfüllt für $\omega = 0$ und $F_a(0) = F_R(0) \cdot F_S(0) = g \geq 1$. Die kritischen Werte von Frequenz und Verstärkung (vgl. II, 1) sind also:

$$\omega_k = 0; \; g_k = 1 \; (\textit{monotone Instabilität}, \text{ vgl. I, 1}). \tag{23}$$

Für *Gegenkopplung* (Regler) folgt aus (20):

$$\mathfrak{Im}(F_a) = 0, \tag{24}$$

$$\mathfrak{Re}(F_a) \leq -1, \tag{25}$$

also

$$\left.\begin{aligned} \varphi_a &= \varphi_R + \varphi_S = 180°, \\ |F_a| &= |F_R| \cdot |F_S| \geq 1. \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

Diesen Bedingungen genügen eine kritische Frequenz ω_k und ein Verstärkungsfaktor, der einen kritischen Wert g_k überschreitet *(periodische Instabilität)*. Aus

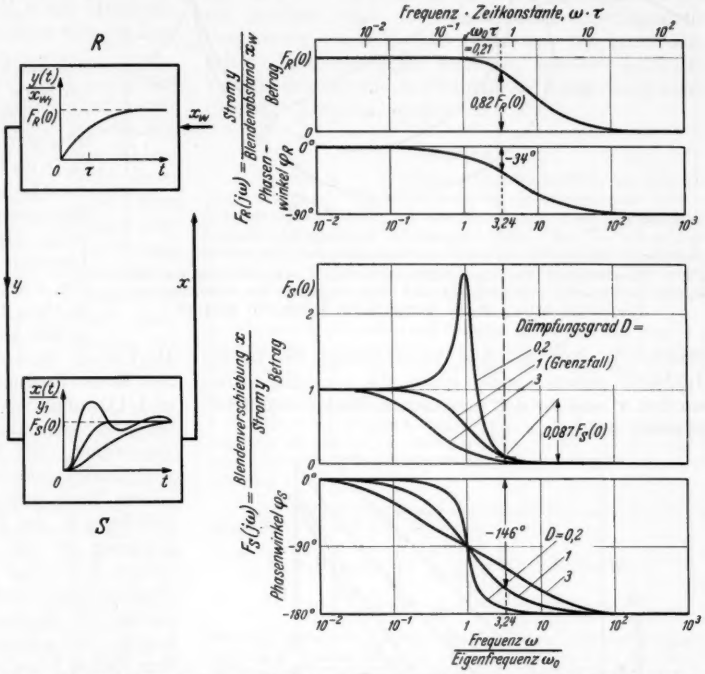


Fig. 8. Links: Schema des offenen Kreises mit Übergangsfunktionen. Rechts: Frequenzgänge für Photoelement (F_R) und Galvanometer (F_S), getrennt in Amplitudenänderung (Betrag) und Phasenwinkel, nach (9) und (13). Im Modellversuch war $\omega_0 \tau = 0{,}21$

(24) folgt mit (14), (13) und (9):

$$\omega_k/\omega_0 = \sqrt{1 + 2D/\omega_0\tau}, \tag{27}$$

aus (25) mit (27):

$$g_k = 2D\,[2D + \omega_0\tau + 1/\omega_0\tau]. \tag{28}$$

4. *Graphische Darstellung für das Zeitverhalten des Modells (Frequenzgänge)*

In Fig. 8 sind links in den Kästen R und S die Übergangsfunktionen eines Photoelementes und eines Galvanometers qualitativ angedeutet, während rechts die zugehörigen Frequenzgänge F_R und F_S nach (9) und (13) quantitativ dargestellt sind. Hierbei wurden Betrag und Phasenwinkel getrennt über einer logarithmischen Frequenzskala in relativen, dimensionslosen Einheiten ($\omega\tau$ bzw. ω/ω_0) aufgezeichnet. Zur Reduktion dienen die Konstanten $1/\tau$ (Photoelement) bzw. ω_0 (Spiegelgalvanometer). Einer bestimmten Frequenz ω ist also je nach den Konstanten des Systems in beiden Skalen ein verschiedener Zahlenwert zugeordnet. Der Faktor für die Umrechung einer

Skala auf die andere ist durch das Produkt $\omega_0\tau$ gegeben. Es ist möglich in beiden Teilbildern, F_R und F_S, für einen bestimmten Wert von $\omega_0\tau$ eine durchgehende Frequenzskala zu erhalten. Hierzu setzt man F_R so über F_S, daß die Zahlenwerte der oberen Frequenzteilung aus denen der unteren durch Multiplikation mit dem Faktor $\omega_0\tau$ hervorgehen (logarithmischer Maßstab!). Nur in diese Verschiebung der beiden Teilbilder gegeneinander gehen die speziellen Konstanten τ und ω_0 der in unserem Modell benutzten Systeme mit $\omega_0\tau = 0{,}21$ ein.

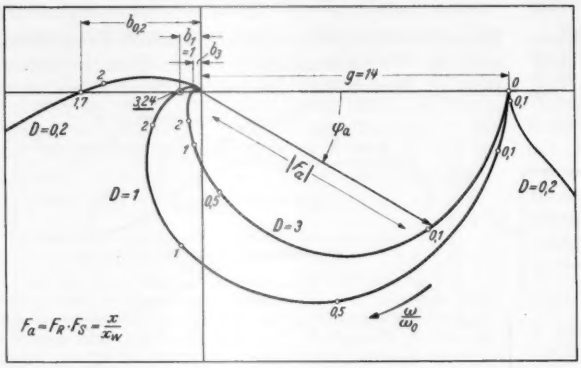


Fig. 9. Frequenzgang des aufgeschnittenen Kreises $F_a(j\omega)$ als Ortskurve (14). ω_0 und D bedeuten Eigenfrequenz und Dämpfungsgrad des Galvanometers. Die kleinen Zahlen an den Kurven geben Werte von ω/ω_0 an

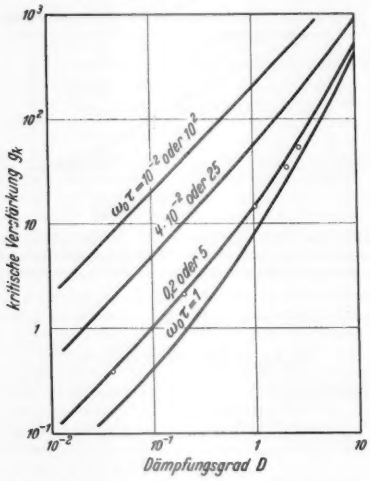


Fig. 10. Die kritische Verstärkung g_k als Funktion der Dämpfung des Galvanometers (Eigenfrequenz ω_0). τ Zeitkonstate des Photoelementes. Ausgezogene Kurven gerechnet nach (28), Punkte gemessen mit $\omega_0 = 8{,}4\,\mathrm{sec}^{-1}$ und $\tau = 2{,}5\ 10^{-2}\,\mathrm{sec}$ (Wechselstrombrücke), also $\omega_0\tau = 0{,}21$

Wann wird unser Modellkreis instabil? Wir betrachten zunächst den Fall der *Mitkopplung*. Die Summe der Phasenwinkel muß 0° bzw. 360° sein ($\varphi_R + \varphi_S = 0°$). Sie wird es bei der Frequenz Null. Um der Amplitudenbedingung zu genügen, muß $|F_R| \cdot |F_S| = 1$ werden. Für die Frequenz Null bedeutet das $g_k = 1$. Dieser Grenzfall („monotone Instabilität") ist bereits im ersten Teil gezeigt worden.

Im Falle der *Gegenkopplung* muß zu den Phasenwinkeln der Frequenzgänge noch ein fester Phasenwinkel von 180° addiert werden. Damit erhält man den Gesamtphasenwinkel 0 zwischen x und x_w für $\varphi_R + \varphi_S = \pm 180°$ bei einer Frequenz ω_k. Die gestrichelte Linie in Fig. 8 bezeichnet für den Fall der aperiodischen Dämpfung des Galvanometers ($D = 1$) die nach (27) berechnete Frequenz $\omega_k = 3{,}24\,\omega_0$. Hierbei ist $\varphi_R = -34°$, $\varphi_S = -146°$. Für den kritischen Verstärkungsfaktor erhält man aus (28): $g_k = 14$. Nach Fig. 8 bzw. den Formeln (9), (13), (15) und (25) setzt sich dieser Wert folgendermaßen zusammen:

$$0{,}82\,F_R(0) \cdot 0{,}087\,F_S(0) = 1;$$
$$F_R(0) \cdot F_S(0) = g = 14.$$

Für stärkere Dämpfung ergeben sich höhere kritische Frequenzen und Verstärkungsfaktoren. Für schwächere Dämpfung erhält man niedrigere kritische Werte, wobei aber stets $\omega_k > \omega_0$ ist.

Wir bringen das Ergebnis unserer Ausführungen noch in einer anderen Darstellungsweise. Häufig gibt man in der technischen Literatur Betrag und Phasenwinkel, die in Fig. 8 getrennt gezeichnet wurden, in einem einzigen Diagramm mit Hilfe der *Ortskurven* wieder. Dies Verfahren benutzen wir in Fig. 9. Dort ist die Ortskurve für den gesamten aufgeschnittenen Kreis [Frequenzgang $F_a(j\omega) = x/x_w$] nach (14), (9) und (13) aufgetragen. Jeder Frequenz wird ein bestimmter, vom Nullpunkt zur Ortskurve laufender Fahrstrahl zugeordnet. Die Länge dieses Fahrstrahles gibt die Amplitudenänderung $|F_a|$, sein Winkel gegen die rechte Horizontalachse die zugehörige Phasenverschiebung φ_a des Frequenzganges F_a an. Die Kurven beginnen für die Frequenz Null auf der positiven reellen Achse mit dem Betrag $F_R(0) \cdot F_S(0) = g$. Der Phasenwinkel beträgt hier 0°. Mit steigender Frequenz werden die Kurven im Sinne des Uhrzeigers durchlaufen. Sie schneiden die negative reelle Achse mit dem Betrag b und enden für $\omega \to \infty$ im Ursprung. Die Stabilitätsgrenze bei Gegenkopplung (Regler) ist erreicht, wenn der Frequenzgang des aufgeschnittenen Kreises F_a die Phasenverschiebung 180° hat und den Betrag 1 überschreitet, d.h. wenn $|b| \geq 1$ wird (26). In Fig. 9 ist $g = 14$ gesetzt. Dann ist die Stabilitätsgrenze für den Dämpfungsgrad $D = 1$ gerade erreicht. Für kleinere Werte von D wird der Kreis instabil. Ganz allgemein gibt das Verhältnis g/b die kritische Verstärkung bei Ortskurven für beliebige Dämpfung.

5. *Modellversuch*

Die Eigenschaften des aufgeschnittenen Kreises lassen sich an unserem Modell beobachten, wenn man den Lichtzeiger des Galvanometers nicht auf das Photoelement, sondern auf eine Skala fallen läßt (Ausgangsgröße x). Das Photoelement wird dann von einer zweiten Lichtquelle bestrahlt (Eingangsgröße x_w). Schaltet man konstante Bestrahlung durch einen Verschluß ein, so liefert der Ausschlag x die Übergangsfunktion der Reihenschaltung von R und S. Mit periodischer Eingangsgröße x_w (Wechsellicht) kann man den Frequenzgang F_a zeigen.

Der wichtigste Punkt der Demonstration ist jedoch die Vorführung des geschlossenen Kreises und seiner

Stabilitätsgrenzen. Unser Modell gestattet es, das Auftreten ungedämpfter Schwingungen in Abhängigkeit von der Dämpfung des Spiegelgalvanometers bequem zu zeigen. Die Dämpfung wird durch verschiedene Nebenschlußwiderstände variiert und die Verstärkung durch einen Empfindlichkeitsregler eingestellt, bis ungedämpfte Schwingungen auftreten. Verstärkungsfaktor und Frequenz lassen sich im Schattenbild unmittelbar vorführen. In Fig. 10 ist für das beschriebene Beispiel die gemessene kritische Verstärkung g_k als Funktion der Dämpfung aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven wurden nach (28) berechnet. g_k durchläuft als Funktion von $\omega_0\tau$ ein Minimum ($\omega_0\tau = 1$). Zu einem Wert von g_k gehören daher außerhalb des Minimums zwei Werte von $\omega_0\tau$ [1]).

Sollen auch die Eigenschaften des Kastens R variiert werden, so kann man das Photoelement durch eine Vakuumphotozelle oder einen Photovervielfacher mit nachgeschaltetem Verzögerungsglied aus Widerstand und Kondensator ersetzen. Bei Wahl einer kürzeren Zeitkonstante ergibt sich dann eine größere kritische Verstärkung, d.h., man kann eine kleinere Regelabweichung $W - X = W/(1+g)$ erhalten, ohne die Stabilitätsgrenze zu überschreiten. Praktisch war es nicht möglich, bei Verwendung eines Photovervielfachers ohne Verzögerungsglied periodische Instabilität zu erreichen. Der Steigerung der Verstärkung wird schließlich durch das unvermeidliche Streulicht eine Grenze gesetzt.

Bei einer Verstärkung dicht unterhalb des kritischen Wertes g_k reagiert der gegengekoppelte Kreis auf eine Änderung der Führungsgröße w mit einer gedämpften Schwingung. Wird g_k beliebig wenig überschritten, dann ist nach der Theorie ein Ansteigen der Schwingungsamplituden zu erwarten, bis die Anschläge der Systeme eine Begrenzung geben. Stellt sich bereits vorher eine stationäre Amplitude ein, so liegt eine Nichtlinearität vor: Die Verstärkung sinkt mit wachsendem Ausschlag. Die Amplitude stellt sich dann so ein, daß die mittlere Verstärkung gerade g_k wird.

[1]) Bei kräftiger Bestrahlung sinkt die Zeitkonstante τ des Photoelementes. Hier wird jedoch nur ein kleiner Teil seiner Fläche mit geringer Bestrahlungsstärke beleuchtet. Die Zeitkonstante ist daher annähernd gleich der im Dunkeln zu setzen.

Schluß

Man kann natürlich auch weitere, insbesondere nichtstationäre Eigenschaften des Kreises vorführen, z.B. Änderung der Einstellgeschwindigkeit durch Rückkopplung mit verschiedener Verstärkung, aperiodische Einstellung usw. Zur Erläuterung dieser Dinge müßte man die Differentialgleichung des gesamten Rückkopplungskreises eingehend diskutieren [2]). Darauf soll hier verzichtet werden. Der Zweck dieses Aufsatzes ist lediglich, einen einfachen Demonstrationsversuch zu beschreiben und seine Wirkungsweise für einige übersichtliche Fälle klarzumachen. Denn wir glauben, daß die anschauliche experimentelle Vorführung eines Modells nicht nur die grundsätzlichen Zusammenhänge erläutert, sondern auch das Verständnis und die mathematische Behandlung komplizierter Vorgänge erleichtert.

Literatur

[1] Rothe, H., u. W. Kleen: Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1944. — Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1941. — [2] Oldenbourg, R.C., u. H. Sartorius: Dynamik selbsttätiger Regelungen. I. München: Oldenbourg 1951. — [3] Küpfmüller, K.: Arch. elektr. Übertragung 7, 71 (1953). — [4] Oppelt, W.: Kleines Handbuch technischer Regelvorgänge. Weinheim: Verlag Chemie 1954. — [5] Wagner, R.: Probleme und Beispiele der biologischen Regelung. Stuttgart: Georg Thieme 1954. — [6] Elmore, W.C., and M. Sands: Electronics. New York: McGraw-Hill Book Company 1949. — [7] Roosdorp, H. J.: Industrie-Elektronik 2, 8 (1954). — Valley, G.E., and H. Wallmann: Vacuum Tube Amplifiers, S. 467. New York: McGraw-Hill Book Company 1948. — [8] Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. IV/1, S. 464. — [9] Stefaniak, H. St.: Ingenieur-Arch. 18, 221 (1950) (Habil.-Schr. T.H. München 1944).

[2]) Durch Zusammenfassung von (8) und (12) unter Berücksichtigung von (16) und (17) erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \tau^3 \cdot \frac{d^3x}{dt^3} + \tau^2 \cdot (2D\omega_0\tau + 1) \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + \tau \cdot \omega_0\tau \cdot (2D + \omega_0\tau) \times \\ \times \frac{dx}{dt} + (\omega_0\tau)^2 \cdot (1 \mp g) \cdot x = (\omega_0\tau)^2 \cdot g \cdot w(t). \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Für eine periodische Führungsgröße w ergibt sich der Frequenzgang F_w als Lösung (18). Eine ausführliche Behandlung der linearen Differentialgleichung dritter Ordnung findet sich bei Stefaniak [9].

Institut für Angewandte Physik an der Universität, Erlangen, Glückstraße 10

Eingegangen am 3. April 1956

Kurze Originalmitteilungen

Für die Kurzen Originalmitteilungen sind ausschließlich die Verfasser verantwortlich.

Nachstromuntersuchungen an Hochleistungsschaltern

Bei den bisher bekannt gewordenen Nachstrommessungen war es nicht möglich, die erhaltenen Ergebnisse auf ihre Richtigkeit hin zu überprüfen. Der Verfasser führte deshalb seine Untersuchungen mit zwei nach grundsätzlich verschiedenen Verfahren arbeitenden Anordnungen gleichzeitig durch. Auf diese Weise ist es mit großer Wahrscheinlichkeit möglich, Fehlmessungen rechtzeitig zu erkennen und auszuschließen. Das erste Verfahren bedient sich des Sättigungsstromwandlers. Hierbei wird der magnetische Fluß oszillographiert, der einen Ringkern aus hochpermeablem Material durchsetzt. Durch den Kurzschlußstrom des Schalters wird der Ringkern hoch gesättigt, während der Nachstrom nur den ungesättigten Teil der Hystereseschleife aussteuert. Die Schaltung des Wandlers ist so bemessen, daß die Zeitkonstanten der unvermeidlichen Ausgleichsvorgänge genügend von der Dauer des Nachstroms abweichen, um das Meßergebnis nicht zu verfälschen.

Bei dem zweiten Meßverfahren liegt ein niederohmiger Hochstrommeßwiderstand in Reihe mit dem Versuchsschalter. Der hieran entstehende Spannungsabfall wird mit einem Begrenzungsverstärker in seiner Amplitude begrenzt und verstärkt. Die einzelnen Stufen werden durch ein phasenkompensiertes $R-C$-Glied angekoppelt, dessen Ausgleichsvorgänge die Messung nicht stören. Der Hochstrommeßwiderstand muß einen extrem kleinen (induktiven) Fehlwinkel aufweisen. Er wurde für einen Kurzschlußstrom von 7 kA ausgelegt und besitzt eine Zeitkonstante $L/R = 10^{-9}$ sec.

Die Meßergebnisse der beiden Anordnungen bei gleichzeitig durchgeführten Messungen decken sich sehr gut. Untersuchungen an Ölströmungs- und Druckgasschaltern haben nur kaum meßbare Nachströme ergeben. Dagegen konnten ausgeprägte Nachströme an Hartgasschaltern nachgewiesen werden. Der kennzeichnende Strom- und Spannungsverlauf eines Hartgasschalters nach dem Stromnulldurchgang ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Die Ergebnisse von etwa 50 Abschaltungen an einem Hartgasleistungstrenner Reihe 10, 20 MVA, sind in Fig. 2 wiedergegeben. Die Versuche wurden bei drei verschiedenen

Einschwingfrequenzen 2, 5, 12 kHz durchgeführt. Die Kurven stellen Mittelwerte dar, von denen die Meßwerte zum Teil merklich abweichen.

Die Amplitude des Nachstroms nimmt mit wachsendem Kurzschlußstrom und wachsender Einschwingfrequenz zu. Dagegen nimmt die Dauer mit wachsender Einschwingfrequenz ab und ist vom Kurzschlußstrom nahezu unabhängig. Hieraus scheint zu folgen, daß die mit dem Nachstrom abgeführte Ladungsmenge $Q = \int i_N \, dt$ näherungsweise von der Einschwingfrequenz unabhängig ist. Wenn diese Beobachtung richtig ist, bedeutet das, daß die Temperatur des Lichtbogenplasmas im Augenblick des Stromnulldurchganges bereits so niedrig sein dürfte, daß keine merkliche Neuerzeugung von Ladungsträgern mehr erfolgt. Die Raumladung in der Schaltstrecke wird dann im wesentlichen durch Abtransport zu den Elektroden beseitigt. Ein Ionisationsgrad von 0,5% in einem Lichtbogenkanal von 10 cm Länge und 1 mm² Querschnitt genügt bereits, um die als Nachstrom abfließende Ladungsmenge zu erklären.

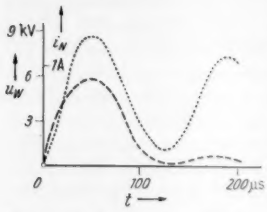


Fig. 1. Nachstrom und Wiederkehrspannung, gemessen an einem Hartgasleistungstrenner 10 kV, 20 MVA nach einem Kurzschlußstrom $i_k = 1{,}58$ kA. Gestrichelt: Nachstrom. Punktiert: Einschwingspannung

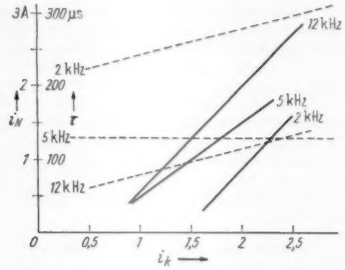


Fig. 2. Amplitude (i_N) und Dauer (τ) des Nachstroms als Funktion des Kurzschlußstromes (i_K in kA), gemessen an einem Hartgasleistungstrenner 10 kV, 20 MVA. —— Amplitude, ------ Dauer des Nachstroms

Eine eingehendere Veröffentlichung erfolgt demnächst an anderer Stelle.

Hochspannungsinstitut der AEG, Kassel

Rogowski-Institut für Elektrotechnik der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule, Aachen

W. Spruth

Eingegangen am 8. Mai 1956

Das extrem kurzwellige UV-Licht einer Edelgasentladung

Das sehr kurzwellige UV-Licht einer in He*), Ne und Ar zwischen koaxialen Zylindern brennenden Corona-Entladung wurde im Druckbereich zwischen 0,1 und 500 Torr untersucht. Fig. 1 zeigt das Schema der hierzu benutzten Apparatur, die an anderer Stelle[4]) ausführlich beschrieben ist. Das nur in nächster Nähe des Anodendrahtes A entstehende UV-Licht gelangt durch ein Blendensystem in die mit dem Entladungsraum direkt verbundene Meßkammer M und trifft hier auf eine Photokathode P aus Kupfer. Die an dieser befreiten Elektronen werden vom Netz N abgesaugt und sind ein Maß für die Intensität des Lichtes. Die Photokathode kann über eine Länge von 9 cm verschoben werden, ohne daß eine geometrische Ausblendung stört. Es läßt sich so die Absorption des UV-Lichtes im eigenen Gas messen. Zum Nachweis der vom UV-Licht im eigenen Gas hervorgerufenen Photoionisation wurde der Meßraum durch einen einfachen Umbau in eine Ionisationskammer verwandelt.

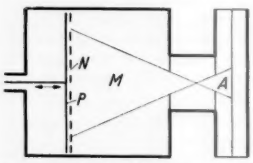


Fig. 1. Vereinfachtes Schema der Apparatur

In Fig. 2 ist der Verlauf des Photostromes in He und Ne als Maß für die UV-Intensität der Entladung gegen den Druck aufgetragen. Der Entladungsstrom betrug dabei 10^{-5} Amp. Der in Ar gefundene Photostrom verläuft ähnlich wie derjenige in He. Aus diesen Messungen wurde der Schluß gezogen, daß in den Edelgasentladungen die Intensität der bei höheren Drucken vorherrschenden UV-Strahlung mit dem Druck ansteigt und in Ne etwa zehnmal größer ist als in He oder Ar. Die UV-Intensität der Molekelgase zeigt dagegen eine andere Druckabhängigkeit[4]).

In allen drei untersuchten Edelgasen vermag das bei höheren Drucken ($p > 1$ Torr) erzeugte UV-Licht das eigene Gas nicht zu ionisieren und erleidet in ihm keine Absorption. Alle optischen Filter sind für die Strahlung des He und Ne völlig undurchlässig. Vom photoelektrisch wirksamen Licht des Ar bei 500 Torr geht 1% durch LiF hindurch, bei niedrigeren Drukken noch weniger. Nach Zumischung von 10^{-5} Raumteilen Ne bzw. Ar zum He wurde eine Volumenionisation gemessen, die bei Ne allerdings nur schwach ist. Das He-Licht kann also die Ne- und Ar-Atome ionisieren. Aus der damit verbundenen Absorption der He-Strahlung im Gasgemisch wurde der Photoionisations-Wirkungsquerschnitt des Ar-Atoms gegenüber dieser He-Strahlung bestimmt, der zwischen 0,7 und $2 \cdot 10^{-17}$ cm² liegt. Die Ergebnisse der Absorptionsmessungen deuten also auf einen Ausfilterungsprozeß hin, der darauf schließen läßt, daß es sich bei der untersuchten He-Strahlung um ein Gemisch aus verschiedenen Wellenlängen handelt. Aus diesen Messungen und den Ionisationspotentialen von Ne und Ar ergibt sich, daß ein beträchtlicher Teil dieser He-Strahlung Wellenlängen unter 800 Å besitzt und sogar noch Licht unter 600 Å vorkommt.

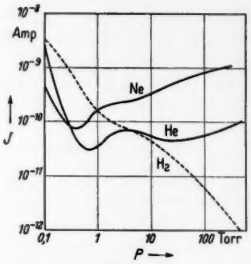


Fig. 2

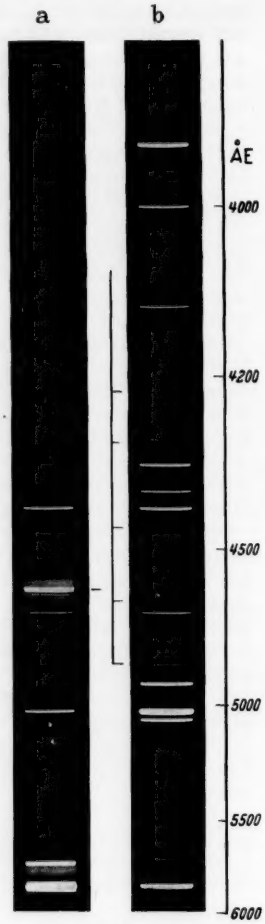


Fig. 3 a u. b

Fig. 2. Druckabhängigkeit der photoelektrisch gemessenen UV-Intensität in He und Ne. Zum Vergleich der Verlauf in H_2

Fig. 3 a u. b. Sichtbares Spektrum der Corona-Entladung in He. a) 500 Torr, 15 Std belichtet; b) 0,1 Torr, 30 min belichtet. Der Strich in Fig. 3 a verweist auf eine Bandenserie; die Striche in Fig. 3 b verweisen auf Funkenlinien.

Überraschend ist die große Intensität dieser Strahlung. Es läßt sich nämlich abschätzen, daß zumindest beim Ne die emittierten UV-Quanten zahlenmäßig den in der Entladung gebildeten Elektronen gleichkommen. Insbesondere beim He lassen sich aber im Termschema des Atoms keine Übergänge angeben, die zu der bei höheren Drucken gefundenen Strahlung gehören könnten. Es wird deshalb vermutet, daß dieses Licht dem Molekelkontinuum des He_2[1]),[2]) entstammt, welches

von etwa 600 Å bis 1100 Å reicht. Als Anregungsmechanismus kommt wahrscheinlich ein Dreierstoß zwischen einem angeregten und zwei normalen Atomen in Frage. Ein ähnlicher Prozeß führt nämlich zur Bildung von Edelgas-Molekelionen in einer Entladung[3]).

Fig. 3 zeigt das sichtbare Spektrum einer derartigen Corona-Entladung in He von 500 bzw. 0,1 Torr. Bei hohen Drucken erscheint außer dem He-Atomspektrum nur eine Bandenserie bei 4640 Å, die mit abnehmendem Druck allmählich schwächer wird. Falls sie mit der in diesem Spektralbereich liegenden He_2-Bande identisch sein sollte, wäre dies eine Stütze für die oben geäußerte Vermutung über den Ursprung der bei höheren Drucken gefundenen UV-Strahlung, da das erwähnte Kontinuum meist zusammen mit dem He_2-Bandenspektrum beobachtet wird[1]),[2]).

Bei Drucken unter 1 Torr tritt in He, Ne und Ar eine gasionisierende Strahlung auf. Die Photoionisations-Wirkungsquerschnitte der Edelgase gegenüber ihrer eigenen Strahlung betragen $1{,}5 \cdot 10^{-17}$, $5 \cdot 10^{-17}$ bzw. $10 \cdot 10^{-17}$ cm². Es handelt sich hier mit größter Wahrscheinlichkeit um Funkenlinien der Edelgase. Wie aus Fig. 3b zu ersehen ist, wird nämlich bei diesen Drucken das Spektrum des He-Ions angeregt.

Physikalisches Institut der Universität, Würzburg

WOLFRIED BEMERL und HANS FETZ

Eingegangen am 25. April 1956

*) Das von der Firma Linde bezogene Reinsthelium wurde noch einer speziellen Nachreinigung unterzogen.

[1]) FINKELNBURG, W.: Kontinuierliche Spektren. 1938.
[2]) HOPFIELD, J.: Physic. Rev. **35**, 1133 (1930); **36**, 784 (1930).
[3]) HORNBECK, J.: Physic. Rev. **84**, 615 (1951). — HORNBECK, J., u. J. MOLNAR: Physic. Rev. **84**, 621 (1951).
[4]) BEMERL, W., u. H. FETZ: Z. angew. Phys. **8** (1956).

Temperature Variation of Surface Tension as a Free Volume Problem

Recently in a number of communications[1]) the authors have tried to establish a general parallelism among the phenomena of viscosity (η), vapour pressure (p), and surface tension (S) of liquids, specially as regards their temperature variation. It was known for a long time that fluidity (reciprocal of viscosity) and free volume are connected by some simple relation[2]). BATSCHINSKI's[3]) empirical relation between viscosity and specific volume may be considered as one of the first attempts in this direction. Very recently MUKHERJEE[4]) has correlated ultrasonic velocity in liquids with their free volume from the free volume theory of EYRING and coworkers. An experimental test of this relation has revealed that for most of the unassociated simple liquids fluidity is proportional to free volume. This piece of information was of great importance in deducing a relation between η and T, as was done by one of us[5a]). As it is suspected that there is a close resemblence between the phenomena of viscosity and surface tension, an attempt was made also to establish a functional relation between free volume (V_f) and S and, further a relation between S and T. From a very simplified structure of liquid one of the authors[5b]) has shown that S and V_f are related as

$$S = C/V_f^{n/3}, \tag{1}$$

where C and n are constants and, S and T are related as

$$\log S = a + b/T - c \log T. \tag{2}$$

In the present communication it is intended to establish a simple relation between S and T starting from equation (1). From the consideration of partition function in a liquid it was shown by EYRING et al[6]) that the free volume of a liquid is related to its molar volume by the expression

$$V_f = \left(\frac{c\,R\,T}{\Delta E_{\text{vap.}}}\right)^3 V, \tag{3}$$

where V represents the molar volume, $\Delta E_{\text{vap.}}$ is the energy of vaporisation, and as a first approximation the packing factor c may be considered constant. Since $\Delta E_{\text{vap.}} = L - R\,T$ one gets from equations (1) and (3)

$$S = (C'/V^{n/3}) \cdot (L/T - R)^n,$$

where L is the normal latent heat of vaporisation and C' is a constant. But for many substances the variation of L with T may be represented[7]) by $L = L_0 - a\,T$, hence

$$S = (C'/V^{n/3})(A/T - B)^n. \tag{4}$$

Now, since the variation of S with T is much more faster than that of V with T in liquids, we shall assume that it remains constant over a reasonable range of temperature. So equation (4) becomes

$$S = (\alpha/T - \beta)^n. \tag{5}$$

It is a well known fact that the surface tension tends to vanish near the critical region because the interface between liquid and vapour phases disappears here. Applying this condition, equation (5) is further simplified to

$$S = C \cdot [(T_c - T)/T]^n, \tag{6}$$

where C and n are constants and T_c is the critical temperature. Fig. 1 gives a plot of log S versus log $[(T_c - T)/T]$ for a number of liquids over a reasonable range of temperature remembering our assumption, namely, that of considering V to be constant. It is gratifying to note that even in the case of the highly associated liquid like water, where the assumption of constancy of packing factor also fails, we get nearly a straight line plot in the range from melting to the boiling point of the liquid. Table 1 records the values of S calculated from the relation (6) along with its observed values (c.g.s. units) in the case of benzene, which are in very good agreement.

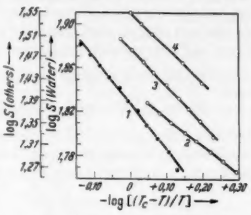


Fig. 1. Log S versus log $[(T_c - T)/T]$. *1* water; *2* ethyl-alcohol; *3* benzene; *4* carbon disulphide

Table 1. *Benzene, $T_c = 561{,}5$ °K, $n = 0{,}6813$ and $C = 30{,}61$*

T° K	273	283	293	303	313	323	333	343	353
S (obs.)	31·58	30·22	28·88	27·56	26·26	24·98	23·72	22·48	21·26
S (calc.)	31·78	30·27	28·84	27·50	26·16	24·90	23·68	22·51	21·38

The authors' grateful thanks are due to Prof. S. GHOSH, Dr. K. MAJUMDAR and Dr. Y. P. VARSHNI for their interest in the investigation.

Departments of Physics and Chemistry, Allahabad University, Allahabad, India

SHASHANKA SHEKHAR MITRA*) and
DHIRENDRA NATH CHAKRAVARTY

Eingegangen am 15. Mai 1956

*) Present address: H.M. Randall Laboratory of Physics, University of Michigan, Ann Arbor (Mich.), U.S.A.

[1]) MITRA, S.S.: J. Chem. Physics **22**, 349 (1954). — ERRATUM: J. Chem. Physics **22**, 1471 (1954). — J. Indian Chem. Soc. **31**, 444 (1954). — Sci. and Cult. **1956**. — MITRA, S.S., and S.N. SRIVASTAVA: J. Chem. Physics **22**, 1134 (1954). — J. Indian Chem. Soc. **31**, 813 (1954). — MITRA, S.S., and D.N. CHAKRAVARTY: J. Chem. Physics **22**, 1775 (1954). — Z. physik. Chem. **205**, 1 (1955).
[2]) HATSCHEK: The Viscosity of Liquids, p. 70. London: G. Bell 1928.
[3]) BATSCHINSKI: Z. physik. Chem. **84**, 643 (1913).
[4]) MUKHERJEE, A.K.: J. Indian Chem. Soc. **28**, 363 (1951).
[5]) MITRA, S.S.: a) Current Sci. **24**, 44 (1955). — J. Indian Chem. Soc. **32**, 297 (1955). — b) Unpublished.
[6]) EYRING and HIRSCHFELDER: J. Physic. Chem. **41**, 249 (1937). — GLASSTONE, LAIDLER and EYRING: The Theory of Rate Processes, p. 479. New York: Mc Graw-Hill 1941.
[7]) SAHA, M.N., and B.N. SRIVASTAVA: A Treatise on Heat, p. 472. Allahabad: Indian Press 1950.

Das Intensitätsverhältnis $K_{\bar{\alpha}} : K_\beta$ als Hinweis auf selektive Veränderungen an Legierungsanteilen

Das Intensitätsverhältnis $K_{\bar{\alpha}} : K_\beta$ ist etwa 4:1, wenn man an einer Netzebene eines Stoffes reflektiert, dessen chemische Bestandteile hinsichtlich ihrer K- oder L-Absorptionskanten-Wellenlängen hinreichend große Wellenlängenunterschiede gegen die eingestrahlte K-Strahlung besitzen. Anders werden die Verhältnisse, wenn man z.B. Eisen mit Kobalt-K-Strahlung bestrahlt. Die Wellenlänge der K-Absorptionskante von Fe liegt mit 1,740 kX zwischen den Werten für Co-$K_{\bar{\alpha}}$ mit 1,787 kX und Co-K_β mit 1,617 kX. Dadurch erfolgt eine Absorption der Co-K_β-Komponente im Eisen, so daß das Intensitätsverhältnis Co-$K_{\bar{\alpha}}$:Co-K_β nunmehr etwa 35:1 wird.

Der Effekt ist der gleiche, den man durch eine Fe-Folie als β-Absorptionsfilter an den übrigen Stoffen als Beugungsmedien erhält.

Im folgenden soll nun die Folgerung unterstrichen werden, die sich für den Metallkundler insbesondere daraus ergibt. Sie führt zu einer praktischen Nutzanwendung bei der Beantwortung der wichtigen Frage, ob und wie Legierungsanteile an der einen oder anderen Phase sich mengenmäßig verändern können. Als Beispiel soll wiederum Fe herangezogen werden, dessen α-Phase (kub. r. z.) von der γ-Phase (kub. fl. z.) sehr gut zu trennen ist. Die Frage, ob an Hand von Reihenversuchen ein Legierungsanteil mehr im α-Gitter als Wirtgitter eingebaut wurde oder mehr im γ-Gitter oder umgekehrt daraus verschwindet, kann nunmehr dadurch beantwortet werden, daß Veränderungen des Intensitätsverhältnisses $K_{\bar{\alpha}}:K_\beta$ an entsprechenden Netzebenen hierüber auszusagen gestatten. Praktisch eignen sich hierfür $(110)_\alpha$ und $(111)_\gamma$, deren ϑ-Werte für Co-K-Strahlung ungefähr bei

$$\vartheta_{\bar{\alpha}} \sim 26^\circ 10' \text{ und } \vartheta_\beta \sim 23^\circ 33' \text{ für } (110)_\alpha \text{ bzw.}$$

$$\vartheta_{\bar{\alpha}} \sim 25^\circ 30' \text{ und } \vartheta_\beta \sim 22^\circ 58' \text{ für } (111)_\gamma \text{ liegen.}$$

Die Benutzung eines Zählrohrgoniometers ist wegen des größeren Auflösungsvermögens gegenüber Filmaufnahmen vorzuziehen. Außerdem kommt noch hinzu, daß durch Vermessung der

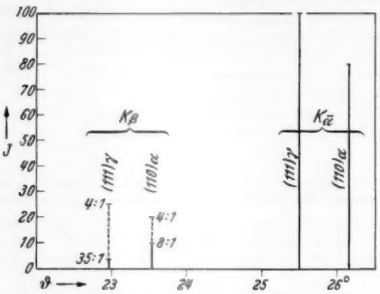


Fig. 1. Intensitätsverhältnisse $K_{\bar{\alpha}}:K_\beta$

Einzelamplituden der $\bar{\alpha}$- und β-Reflexe gegebenenfalls quantitative Schlüsse daraus gezogen werden können, nachdem man sich durch Einschaltung von Rototationsdiagrammen[1]) auch darüber Klarheit verschafft hat, ob Kristallitorientierungen usw. vorliegen.

Die Fig. 1 möge schematisch einen Befund erläutern, bei dem das α-Gitter durch das Intensitätsverhältnis $K_{\bar{\alpha}}(110)_\alpha : K_\beta(110)_\alpha = 8:1$ gegenüber dem Intensitätsverhältnis $K_{\bar{\alpha}}(111)_\gamma : K_\beta(111)_\gamma = 35:1$ beim γ-Gitter offensichtlich die Veränderung eines Legierungsanteiles, dessen Einfluß durch die geänderten Absorptionsverhältnisse als Annäherung an das normale Intensitätsverhältnis 4:1 festzustellen ist, zugunsten des α-Gitters ergeben hat.

Alle Metalle mit den Ordnungszahlen 22(Ti) bis 30(Zn) sind diesen Vergleichsmessungen besonders günstig zugänglich; bei den übrigen Metallen ist es prinzipiell zwar ebenso gut möglich, aber die experimentellen Verhältnisse liegen ungünstiger.

Es ist ohne weiteres möglich, die Problemstellung auch dahingehend auszudehnen, daß bei Ausscheidungen festgestellt wird, welcher Legierungsanteil das Wirtgitter beeinflußt hat. Hierzu ist es günstig, folgende Modifizierung der experimentellen Bedingungen vorzunehmen: Benutzt man an Stelle einer Röntgenröhre mit monochromatischer Strahlung (d.h., die Anode besteht aus nur einem Element mit definierter Ordnungszahl) eine solche Röntgenröhre mit einer „Misch"-Anode, die also aus einer Mischung von verschiedenen Elementen [z.B. 22(Ti) bis 30(Zn)] besteht, so ist es möglich, durch Reflexion *an ein und derselben Netzebene* festzustellen, ob und welche Veränderungen im Intensitätsverhältnis $K_{\bar{\alpha}}:K_\beta$ der einzelnen K-Strahlungen eingetreten sind, die unmittelbar Rückschlüsse auf die beteiligten Legierungselemente zulassen. Die Verwendung des Zählrohrgoniometers in Verbindung mit einem Universal-Zählrohrgerät erweist sich hierbei wiederum als weit überlegen gegenüber photographischen Methoden, da es bekanntlich gestattet, durch Maximalbegrenzung der Amplitudenanteile der $K_{\bar{\alpha}}$-Linien, die durch ein Überstromrelais automatisch erfolgt, die Amplituden der β-Linien um Größenordnungen so zu erhöhen, daß Vergleiche nur unter den β-Linien angestellt werden können. Zweckmäßigerweise sucht man sich auch dazu wiederum diejenige Netzebene heraus, die nicht nur die größte Amplitude am Zählrohr, sondern auch die beste Linienschärfe ergibt, die bekanntlich bei den niedrig-indizierten Netzebenen, also bei kleinen ϑ-Werten, am besten ist. Wirkt sich hierbei die nach kleineren Ordnungszahlen zunehmende Absorption in Luft als störend aus, so ist anzuraten, den Strahlenweg zwischen Röntgenröhre und Zählrohr zu evakuieren.

Für diejenigen Laboratorien, die über sog. „offene" Röhren verfügen, ist es kein Problem, eine Mischanode herstellen zu lassen, während an der serienmäßigen Herstellung von „abgeschmolzenen" Röhren mit Mischanode seitens der Röntgenröhren-Industrie zu zweifeln ist. Röntgenröhren, bei denen eine drehbare Wechselanode verschiedene K-Strahlungen nacheinander einzuschalten gestattet, eignen sich hierfür nicht, da die reproduzierbare Vergleichbarkeit der Meßwerte nur dadurch gewährleistet ist, daß das Zählrohrgoniometer den fraglichen Winkelbereich bei gleichzeitigem Vorhandensein der verschiedenen K-Strahlungen in einem Zuge zu durchlaufen hat.

Die Ausnutzung der Intensitätsunterschiede beim K-Absorptionssprung ist bereits auf dem Gebiet der Röntgen-„Grob"-Struktur-Untersuchungen als sog. Mikroradiographie bekannt[2]). Die Methode erfordert jedoch besonders sorgfältig hergestellte Dünnschliffe und nacheinander mit verschiedenen K-Strahlungen belichtete Einzelaufnahmen, die bei ungefähr 200facher Vergrößerung verglichen werden. Die vorliegende Notiz soll nun anregen, den bekannten Effekt des K-Absorptionssprunges auch auf das Gebiet der Röntgen-„Fein"-Struktur mit Hilfe reiner Interferenzmessungen zu übertragen.

Forschungsabteilung der Nybybruks AB, Nyby Bruk (Schweden)

FRITZ EBERT (Breslau)

Eingegangen am 8. Mai 1956

[1]) EBERT, F.: Z. Metallkunde **45**, 436, 562 (1954); **46**, 508 (1955).
[2]) BETTERIDGE, W., u. R.S. SHARPE: J. Iron Steel Inst. **1948**, 185. — TAYLOR, A.: X-ray-Metallography. London: Chapman & Hall 1949, Fig. 237 u.a.

On the Origin of the Microstructure in Ice

A hexagonal microstructure in ice single crystals grown from the melt has been described by TRUBY[1]), and a dislocation mechanism has been postulated[2]) to explain the presence of this microstructure. Recent studies of this phenomenon have led to the conclusion that the heat treatment of the sample determines the prominence of the microstructure. A number of ice single crystals[3]) examined shortly after freezing were shown to possess little or no hexagonal microstructure. Samples kept for 1 to 2 weeks, however, at a temperature of approximately -20° C invariably possessed a pronounced microstructure. The development of the microstructure is for this reason seen to depend upon the amount of cooling and aging of the ice after freezing has been completed. A similar time and temperature dependence has been described by VANDERBERG and ELLIS[4]). Differences were observed in both the absorption and interference spectra of ice crystals when studied shortly after freezing and after storage (2 months at -10° C). The dependence of the microstructure on the cooling of the sample lends further support to the theory that the initial dislocations (i.e., dislocation rings) responsible for this structure are formed from vacancies which condense (after diffusion through the lattice) to form vacancy voids[5]). The number of vacancies, as well as the diffusion and nucleation required for the condensation, is dependent on time and temperature. It is postulated in this paper that additional dislocations are generated in the ice from the original dislocation ring by a FRANK-READ mechanism[6]). The stresses required to activate this mechanism are set up in the sample during cooling after solidification. The hexagonal shape of the dislocation rings thus formed from the original dislocation ring is an adjustment to the nature of the hexagonal ice lattice, resulting in the lowest possible "interfacial" free energy. Polygonization of the entire crystal may now take place by climbing (in the FRANK sense) of the concentric-hexagonal edge dislocations.

The central cavity described by TRUBY[1]) resembles the hollow cores in crystals containing dislocations of large strength, as discussed by FRANK[7]). Applying FRANK's theory for the strain core, in the simplest case, the radius of the central cavity is approximated by $r = \mu b^2/8\pi^2\gamma$, where μ is the modu-

lus of rigidity, by the BURGERS vector, and γ the interfacial free energy. For μ the value of WEINBERG may be used, i.e., 10^{10} dynes/cm² [8]). The BURGERS vector is taken to be equal to the minimum step height observed on TRUBY's pictures; namely, 250 Å [9]). An estimate for γ gives a value of 20 ergs/cm². When these values are used, $r = 0{\cdot}4$ micron. This calculation of the radius of the central cavity compares favorably with the experimentally observed value, $r = 0{\cdot}5$ micron, considering that neither the surface free energy nor the BURGERS vector is known accurately. This result supports the idea that the central cavity represents a strain core.

This work was supported in part by the Office of Naval Research.

New Mexico Institute of Mining and Technology, Socorro, N. Mex.

ANTHONY L. GENTILE and WALTER DROST-HANSEN

Eingegangen am 2. Juni 1956

[1]) TRUBY, F.K.: J. Appl. Physics **26**, 1416 (1955).

[2]) DROST-HANSEN, W.: On Dislocation Mechanisms in Ice. Paper read at meeting of American Association for the Advancement of Science (AAAS), Santa Fe, N. Mex., April 1955. — WORKMAN, E. J., and W. DROST-HANSEN: Trans. Amer. Geophys. Union **36**, 534 (1955). — GENTILE, A.L., and W. DROST-HANSEN: On the Origin of Dislocations in Ice. Paper read at meeting of AAAS, Las Cruces, N. Mex., May 1956.

[3]) The ice was formed from water having a specific resistivity of 3 megohms.

[4]) VANDERBERG, R.M., and J.W. ELLIS: J. Chem. Physics **22**, 2088 (1954).

[5]) SEITZ, F.: Physic. Rev. **79**, 890 (1950).

[6]) READ jr., W.T.: Dislocations in Crystals. New York: McGraw-Hill 1953.

[7]) FRANK, F.C.: Acta crystallogr. **4**, 497 (1951).

[8]) See SIPRE Report 4, Corps of Engineers, U.S. Army, July 1951.

[9]) A detailed discussion of the validity of this value is in preparation.

Eine Texturkamera zur schnellen Bestimmung von blättchenförmigen Tonmineralen

In einer früheren Veröffentlichung[1]) wurde bereits auf die Vorteile hingewiesen, die die Ausnutzung der Textur in ebenen Präparaten von blättchenförmigen Tonmineralen zu ihrer röntgenographischen Bestimmung bietet: Sie liegen vor allem darin, daß die charakteristischen Basislinien bevorzugt erhalten werden. Statt das aus praktisch parallel angeordneten, feinsten Blättchen bestehende Präparat gegenüber dem Primärstrahl um einen kleinen Winkel zu schwenken, wurde damals vorgeschlagen, das Präparathäutchen zylindrisch zu krümmen, um so für das etwa tangential einfallende Lichtbündel einen größeren Glanzwinkelbereich zu schaffen[2]). Bei Einbau eines entsprechenden Präparatträgers in eine Vakuumkamera von 114 mm Durchmesser benötigt man bei Tonuntersuchungen immerhin eine Belichtungsdauer von 3 bis 5 Std. In einer neuen, eigens für diesen Zweck gebauten Kamera mit demselben Abstand Präparat—Film, aber einem minimalen Abstand Präparat—Fokus kann diese Zeit bei 20 mA Röhrenbelastung mit CuK_α-Strahlung auf etwa 10 bis 20 min verkürzt werden (bei Kaoliniten bis auf 1 min), so daß man wegen der kaum auftretenden Streuwirkung der Strahlung in der Luft auch ohne Vakuum auskommt. Weitere Vorzüge dieser Kamera sind: 1. Einmalige Justierung des Präparatträgers vor der Inbetriebnahme, 2. wie beim Spektrographen getrennte Filmkassette, die leicht abnehmbar ist und wobei die Justierung der Kamera nicht verändert wird, 3. Markierung des Primärstrahls durch einen geschlitzten Auffänger. Im einzelnen mag dies eine kleine Skizze verdeutlichen (Fig. 1). Es wird ein strichförmiger Fokus verwendet, so daß nur noch ein kurzes Blendensystem unmittelbar vor dem Präparat nötig ist. Eine Schlitzblende S_v — bestehend aus zwei getrennt einstellbaren plangeschliffenen Backen von etwa 6 mm Länge — ist in einer Schlittenführung etwas verschiebbar vor einer weiteren, am Präparatträger festsitzenden Blende S_f, die Streustrahlung wegfangen soll und durch Bewegen gegenüber der ersten Blende eine sehr enge Einstellung des Primärstrahls ermöglicht. Für normale Tonmineralaufnahmen wurde zur Erfassung von Basislinien bis etwa 40 Å die bewegliche Blende mit einer Schlitzöffnung von 0,08 mm, die zweite mit 0,12 mm eingestellt. Die gewöhnlich eingestellte Breite des durch beide Blenden hindurchgehenden Primärstrahls dürfte bei 0,05 mm liegen. Dieser wird vor Erreichen des Films von einem geschlitzten Auffänger A_G weggefangen. Die oben erwähnte Markierung des abgeschwächten Primärstrahls ist deswegen von Vorteil, weil schwächere Linien nur auf der dem Präparathäutchen zugewandten Seite des Films erscheinen. Dementsprechend ist auch das als Filmträger dienende Segment S unsymmetrisch zum Primärstrahl angeordnet, und zwar so, daß auf der einen langen Filmseite bis etwa 65°, auf der andern kurzen nur bis zu 20° als Glanzwinkel erfaßt werden. Der in schwarzes Papier gewickelte Film F wird mit Bleigummi B_G gegen das Segment gedrückt. Filmgröße für Einzelaufnahmen 10 × 2 cm, zu belichtende Fläche, d.h. Ausschnitt im Segment, 9 × 0,6 cm. Das Glasröhrchen G mit dem Präparathäutchen P wird mit einer Zange Z während der Aufnahme oben und unten gegen entsprechende Backen des festsitzenden Präparatträgers gedrückt. Zum besseren Einsetzen des Präparats kann die Zange gegen leichten Federdruck zurückgezogen und auch um einen exzentrischen Drehpunkt D ausgeschwenkt werden. Zwischen den unteren und oberen Backen B_0 bzw. B_u ist der Präparatträger in einer Höhe von 8 mm gerade so tief ausgefräst, daß der Weg zum Film für das vom Präparathäutchen abgebeugte Licht frei ist. Im übrigen dient die in der Höhe des Primärstrahls stehengebliebene Fläche als feststehende Blende zur Abschirmung der langen Filmseite gegen unerwünschte Strahlung. Sie ist gegenüber den Backen um etwa

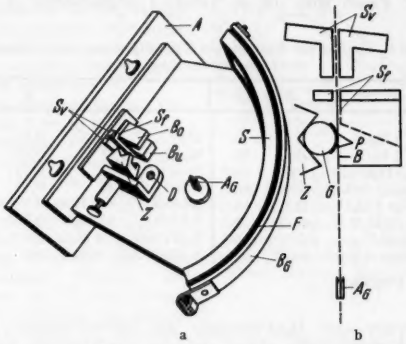


Fig. 1 a u. b. a Skizze der Texturkamera; b Schnitt durch die Blenden- und Präparatanordnung. A Aufhängeplatte, S_v verschiebbare Blende, S_f feststehende Blende, A_G Auffänger für Primärstrahl, G Glasröhrchen, P Präparathäutchen, Z Zange für Präparathalterung, B_0, B_u Backen des Präparatträgers, D Drehpunkt der Zange, S Segment des Filmträgers, F Film, B_G Bleigummi

0,2 mm ausgefeilt, damit das Präparathäutchen auf jeden Fall tangential angestrahlt wird. Gegen diese Blendenfläche ist zur Vermeidung von Streustrahlung auch auf der kurzen Filmseite eine entsprechende, ziemlich schmale Blendenkante verschiebbar, beide bilden die Blende S_f. Alle auf der Grundplatte befestigten Teile, wie die Blenden, der Filmträger usw., sind auf der Aufhängeplatte A verschiebbar, um eine sorgfältige Einstellung auf den Strichfokus der jeweiligen Röhre zu ermöglichen. Die parallelen Blendenbacken von S_v und S_f stehen mit der Aufhängefläche im Winkel von etwa 6°, d.h., der Strichfokus wird gegenüber der Antikathodenfläche unter diesem Winkel anvisiert, weil das unter diesem Winkel abgestrahlte Röntgenlicht schon intensiv genug ist, aber die wirksame Breite des Strichfokus noch genügend schmal bleibt.

Sedimentpetrographisches Institut der Universität, Göttingen

KARL JASMUND

Eingegangen am 18. Mai 1956

[1]) JASMUND, K.: Neues Jb. Mineral. Mh. **1950**, 63.

[2]) Eine ähnliche Versuchsanordnung wurde bereits im Jahre 1914 zur Röntgenspektroskopie verwendet, wobei die polychromatische Strahlung an einem gebogenen Glimmerblättchen zerlegt wurde. [DE BROGLIE, M., u. F.A. LINDEMANN: C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **158**, 944 (1914). — ROHMANN, H.: Physik. Z. **15**, 510 (1914.]

Über den Einfluß der Bindung des Kristallwassers auf dessen Deformationsschwingung im Ultrarot

Die Deformationsschwingung (ν_2) des Wassers wird — im Gegensatz zur Valenzschwingung — in ihrer Frequenz durch die Bindung im Gitter eines Salzhydrats nur wenig beeinflußt. Bildet die Kristallwassermolekel Wasserstoffbrücken zu Anionen, so findet eine geringe Verschiebung der Absorption von 6,27 μ nach kürzeren Wellen statt. Außerdem scheint eine geringe Frequenzerhöhung einzutreten, wenn der Valenzwinkel der H_2O-Molekel durch Wasserstoffbrückenbindung bei entsprechender Lage der Anionen aufgeweitet wird. Viel

stärkeren Schwankungen als die Frequenz der Deformationsschwingung ist jedoch die Schärfe der von ihr herrührenden Absorptionsbande unterworfen. Durch Vergleich der Ultrarotspektren mit den Nachbarschaftsverhältnissen der betreffenden H_2O-Molekeln im Kristallgitter ließ sich nachweisen, daß die Bande ν_2 des Kristallwassers um so breiter ist, je stärker unsymmetrisch die H_2O-Molekel durch H-Brükken verzerrt ist, je mehr also die Abstände nach den beiden nächsten Anionen (bzw. O-Atomen von Anionen), die für H-Brücken mit der H_2O-Molekel in Frage kommen, voneinander verschieden sind.

Die Beobachtungen an 16 Salzhydraten, deren Strukturen bekannt sind, sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Δ bedeutet den Unterschied der Abstände der beiden nächsten Anionen von der H_2O-Molekel in Å; er wurde mit Hilfe der Parameter errechnet, die für die Atomlagen in den betreffenden Salzen im Strukturbericht angegeben sind. Δ ist also $=0$, wenn jeder H_2O-Molekel im Gitter zwei gleichweit entfernte Anionen assoziiert sind, was vornehmlich in Gittern mit hoher Symmetrie der Fall ist. In Gittern geringerer Symmetrie kommen H_2O-Molekeln mit sehr verschiedener Nachbarschaft vor. In diesen Fällen sind die in Tabelle 1 angegebenen Δ-Werte

Tabelle 1. *Einfluß der Bindung des Kristallwassers auf die Absorption der Deformationsschwingung*

	Δ	S		Δ	S
$CoCl_2 \cdot 2\,H_2O$ . .	0	>10	$Mg(ClO_4)_2 \cdot 6\,H_2O$	0,07	6
$CuCl_2 \cdot 2\,H_2O$ . .	0	10	$MgCl_2 \cdot 6\,H_2O$ . .	0,12	5
$Li_2SO_4 \cdot H_2O$ . .	0	10	$BeSO_4 \cdot 4\,H_2O$ . .	0,03	4
$[Ni(H_2O)_4]\,[SnCl_6]$	0	10	$NiSO_4 \cdot 6\,H_2O$ . .	0,11	3
$K_2CuCl_4 \cdot 2\,H_2O$.	0	10	$NaAl(SO_4)_2 \cdot 12\,H_2O$	0,7	1
$LiClO_4 \cdot 3\,H_2O$.	0	7	$KAl(SO_4)_2 \cdot 12\,H_2O$	0,8	1
$AlCl_3 \cdot 6\,H_2O$ . .	0	6	$K_2Mn(SO_4)_2 \cdot 4\,H_2O$	0,6	<1*)
$Zn(BrO_3)_2 \cdot 6\,H_2O$	0,02	6	$K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,H_2O$	0,7	<1*)

*) gespalten

Mittelwerte aller H_2O-Molekeln der Elementarzelle. Diese grobe Vereinfachung scheint dadurch gerechtfertigt, daß die Substanzen in Pulverform zur Aufnahme der Spektren gelangten, also auch eine ziemlich wahllose Orientierung hatten. Bei den beiden Alaunen ist berücksichtigt, daß den H_2O-Molekeln je ein O-Atom (vom SO_4-Ion) und ein anderes H_2O assoziiert sind. Die Werte S der Tabelle 1 sind die aus jeweils mehreren Spektren erhaltenen Verhältnisse Höhe/Breite der Absorptionsbanden (ν_2), sie sind also ein ungefähres Maß für einen Vergleich der Schärfe der Banden. Man ersieht aus der Tabelle, daß mit Zunahme des Δ-Werts die Schärfe S abnimmt. In den Fällen $K_2Mn(SO_4)_2 \cdot 4\,H_2O$ und $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,H_2O$ war die Bande in zwei Maxima gespalten.

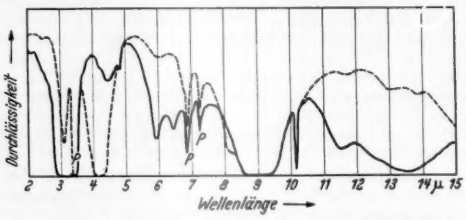


Fig. 1. Durchlässigkeitskurven des $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,H_2O$ und des $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,D_2O$ (gestrichelt). Eigenabsorptionen des Einbettmittels (Paraffinöl) sind durch P gekennzeichnet

Fig. 1 zeigt die Durchlässigkeitskurve des $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,H_2O$ und zum Vergleich (gestrichelt) die des $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6\,D_2O$ bei größerer Schichtdicke (in Paraffinöl als Einbettmittel, dessen Absorptionen mit P gekennzeichnet sind).

Die fraglichen Maxima bei 5,87 und 6,42 μ müssen demnach beide vom H_2O herrühren, denn sie sind im schweren Hydrat nicht vorhanden und liegen erwartungsgemäß unter der starken SO_4-Absorption bei 9 μ.

Eine befriedigende theoretische Deutung der Verbreiterung und Aufspaltung der ν_2-Bande des Kristallwassers wegen der unsymmetrischen Verzerrung durch Wasserstoffbrücken kann vorläufig noch nicht gegeben werden. Vielleicht liegt eine Wechselwirkung zwischen der Deformationsschwingung des Wassers mit einer Pendelbewegung der ganzen Wassermolekel vor.

Herrn Professor Dr. O. Glemser danke ich sehr für Diskussion und stete Förderung. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Fonds der Chemie sowie der Firma Ernst Leitz, Wetzlar, danke ich für die Unterstützung.

Anorganisch-Chemisches Institut der Universität, Göttingen (*Direktor: Prof. Dr.* Oskar Glemser)

Erwin Hartert

Eingegangen am 19. Mai 1956

Brechungsindex als Indikator bei Entmischungsvorgängen

Bei der experimentellen Festlegung von Entmischungskurven nach der Methode der Trübungsbeobachtung ergeben sich oft Schwierigkeiten: Die Trübung tritt erst auf, wenn die Tröpfchen des gerade entmischten Systems die Größe der Lichtwellenlänge erreicht haben. Eine solche Teilchenvergrößerung dauert häufig lange, und der Einsatzpunkt der Trübung unterliegt erheblichen subjektiven Fehlern. Es wurde daher versucht, eine andere Kenngröße für derartige Vorgänge einzuführen, den Brechungsindex. Die Brauchbarkeit der Methode wurde an einem System niedermolekularer Stoffe (Phenol/Wasser) und an einem solchen, das einen hochpolymeren Körper (Polystyrol) und ein niedermolekulares Lösungsmittel, Cyclohexan, enthält, untersucht.

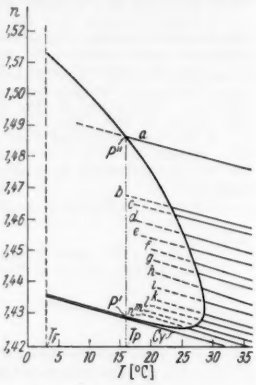


Fig. 1. Verlauf des Brechungsindex mit der Temperatur. Die Zahlen an den Geraden bedeuten: Gew.-% Polystyrol, und zwar: *a* 35,53; *b* 25,75; *c* 24,24; *d* 19,83; *e* 18,3; *f* 16,2; *g* 14,1; *h* 11,6; *i* 9,25; *k* 6,38; *l* 4,9; *m* 2,45; *n* 1,61. *Cy* Cyclohexan

Fig. 1 zeigt den Verlauf, den der Brechungsindex eines zur Entmischung fähigen Systems mit der Temperatur nimmt. Im Bereich unbeschränkter Löslichkeit, oberhalb des kritischen Entmischungspunktes, ändert sich der Brechungsindex einer Mischung linear mit der Temperatur. Der Temperaturkoeffizient dn/dT ist negativ und liegt zwischen denen der beiden reinen Komponenten, die die Mischung zusammensetzen. (Additivität der Temperaturkoeffizienten mit der Zusammensetzung darf jedoch nicht angenommen werden.) Erreicht man bei weiter abgesenkter Temperatur die für eine vorgegebene Zusammensetzung gültige Entmischungstemperatur, so tritt sprunghaft ein zweiter Brechungsindex auf (Sprunghöhe $P''P'$), während der bis hierher beobachtete mit veränderter — und jetzt in T nicht mehr konstanter — Steigung weitergeht.

Der Entmischungspunkt ist also an zweierlei zu erkennen: Einmal am Auftreten eines zweiten Brechungsindex, zum anderen daran, daß im bisherigen Verlauf ein deutlicher Knick bemerklich wird. Die so gewonnenen Entmischungstemperaturen sind scharf und lassen sich etwa auf $^1/_2$° genau reproduzieren. (Dies gelingt auch noch bei Konzentrationen, die mit der Trübungsmethode nicht mehr erfaßbar waren.) Senkt man die Temperatur noch weiter, so ändern sich beide Brechungsindizes entsprechend der Konzentrationsänderung, der beide Phasen unterliegen. Wählt man eine anfängliche Mischung, deren Zusammensetzung in der Nähe der kritischen Zusammensetzung liegt, so genügt also im Prinzip diese eine Einwaage, um die ganze Entmischungskurve aufzunehmen.

Phenol/Wasser (Fig. 2). Das aus der Literatur gut bekannte System wird mit Hilfe des Brechungsindex mühelos reproduziert. Dabei weicht die refraktometrisch bestimmte Kurve (ausgezogen) im Bereich des kritischen Entmischungspunktes von der durch Trübungsbeobachtung[1]) ermittelten (nach Rothmund; gestrichelt) gegen höhere Temperaturen hin ab. Das Refraktometer erfaßt den Entmischungspunkt also bereits, eher, als es dem Auge möglich ist. (Die Abweichung beträgt am kritischen Entmischungspunkt etwa 3°.)

Polystyrol/Cyclohexan. Fig. 1 zeigt die Entmischungskurve dieses Systems in der Darstellung $n = n(T(x))$. Aus ihr läßt sich die übliche Darstellung: $T = T(x)$ erhalten. Wünscht man für einen Punkt auf der Refraktometerkurve die zugehörige Zusammensetzung zu erfahren, so intrapoliert man für

die betreffende Temperatur zwischen den beiden benachbarten Geraden bekannter Zusammensetzung, gewonnen aus Messungen im homogenen Gebiet. (Da im allgemeinen der Brechungsindex nicht linear von der Zusammensetzung — bei konstanter Temperatur — abhängt, ist es also doch nötig, einige Zusammensetzungen zu messen, und nicht, wie im

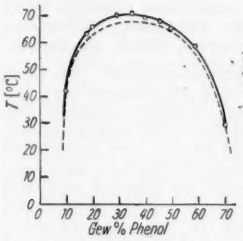


Fig. 2

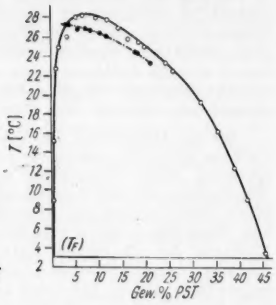


Fig. 3

Fig. 2. System: Phenol/Wasser. Ausgezogene Kurve: Refraktometrisch bestimmt. Gestrichelte Kurve: Nach ROTHMUND

Fig. 3. System: Polystyrol/Cyclohexan. Ausgezogene Kurve: Refraktometrisch bestimmt. Gestrichelte Kurve: Durch Beobachtung der Trübung bestimmt. T_F: Schmelztemperatur der polystyrolarmen Phase

Prinzip möglich, nur eine.) In dieser Weise wurde Fig. 3 gewonnen. Die gestrichelte Kurve wurde aus Trübungsversuchen[2]) gewonnen. Man erkennt deutlich, daß die refraktometrische Methode bis zu wesentlich höheren Konzentrationen brauchbar ist. Zu noch höheren Konzentrationen kann man im vorliegenden Fall nicht gelangen, weil das Cyclohexan bei T_F aus der Lösung ausfriert.

Institut für Theoretische Hüttenkunde und Physikalische Chemie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule, Aachen

G. BUTENUTH und E. JENCKEL

Eingegangen am 4. Mai 1956

[1]) ROTHMUND, V.: Z. physik. Chem. **26**, 433 (1898).
[2]) SCHMOLL, K.: Diss. Aachen 1954.

Die Beschleunigung chemischer Reaktionen des Ultraschalls in Lösungen von Sauerstoff-Edelgas-Gemischen

Bei der Einwirkung intensiven Ultraschalls auf O_2-haltige wäßrige Lösungen werden H_2O_2 gebildet und gelöste Stoffe oxydiert[1a]); gleichzeitig wird in solchen Lösungen eine schwache Lumineszenz erzeugt[1b]). In edelgashaltigen Lösungen treten dieselben chemischen Reaktionen ein[2]), jedoch meist mit geringerer Geschwindigkeit. Der chemische Primärakt dieser Vorgänge ist die Zersetzung des Wassers[2]),[3]):

$$H_2O \rightarrow H^{\cdot} + OH^{\cdot}. \qquad (1)$$

Die H_2O_2-Bildung ist bei Abwesenheit von O_2 der Kombination der so gebildeten OH-Radikale zuzuschreiben:

$$OH^{\cdot} + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O_2, \qquad (2)$$

während gelöste Stoffe durch ihre Reaktionen mit den OH-Radikalen oxydiert werden. Nun treten Lumineszenzerscheinungen in A- und in X-haltigem Wasser mit viel größerer Intensität ein als in O_2-haltigem[4]). Dies weist darauf hin, daß in edelgashaltigen Kavitationsblasen Ionisationsakte im Verlauf eines FRENKEL-[5]) oder LINDSTRÖM[6])-Mechanismus häufiger auftreten als in O_2-haltigem Wasser. Infolgedessen sollte auch die Zersetzung des Wassers in edelgashaltigen Lösungen häufiger erfolgen. Die relativ geringe H_2O_2-Bildung in edelgashaltigem Wasser ist darauf zurückzuführen, daß bei Abwesenheit von O_2 ein großer Teil der gebildeten Radikale rekombiniert:

$$H^{\cdot} + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O, \qquad (3)$$

und die Oxydationen gelöster Stoffe verlaufen wegen der gleichzeitigen Bildung reduzierender und oxydierender Zersetzungsprodukte des Wassers nur mit geringer Geschwindigkeit. Eine beträchtliche Verstärkung der oxydierenden Wirkungen des Ultraschalls wird erreicht, wenn man den edelgashaltigen Lösungen Sauerstoff zusetzt (Fig. 1). Hierdurch werden die nach Gl. (1) entstehenden H-Atome abgefangen:

$$H^{\cdot} + O_2 \rightarrow HO_2^{\cdot}, \qquad (4)$$

wodurch Rekombinationen nach Gl. (3) unterbunden werden. Gleichzeitig werden durch das entstandene HO_2-Radikal sowohl die Oxydationen gelöster Stoffe als auch die H_2O_2-Bildung gefördert:

$$HO_2^{\cdot} + HO_2^{\cdot} \rightarrow H_2O_2 + O_2. \qquad (5)$$

Größte Verstärkung der oxydierenden Wirkungen wird bei einem Sauerstoffgehalt von 25% erreicht (Fig. 1); die H_2O_2-Bildung erfolgt hier in argonhaltiger Lösung 4mal rascher und in kryptonhaltiger Lösung 6mal rascher als in sauerstoffgesättigtem Wasser. In Lösungen solcher Gasgemische mit 25% O_2-Gehalt beträgt der Umsatz bei der Oxydation von Fe^{2+}-Ionen jeweils das Doppelte der H_2O_2-Bildung; dies stimmt quantitativ mit dem angegebenen Mechanismus überein, wonach in Lösungen jener Gasgemische das OH-Radikal und das gegenüber Fe^{2+}-Ionen oxydativ 3-wertige HO_2-Radikal in gleicher Menge intermediär entstehen.

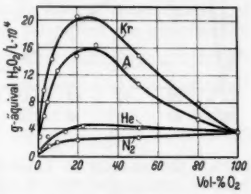


Fig. 1. H_2O_2-Bildung in wäßrigen Lösungen von Gemischen des Sauerstoffs mit Krypton, Argon, Helium und Stickstoff in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt. Beschallung: 15 min. Frequenz: 500 kHz. Temperatur: 20 ± 1° C

Im einzelnen ist der Verlauf der Kurven in Fig. 1 folgendermaßen zu deuten: Die Zersetzung des Wassers erfolgt in A- und in Kr-haltigen Lösungen wesentlich häufiger, in He-haltiger Lösung etwas häufiger und in N_2-haltiger Lösung etwas seltener als in O_2-haltigem Wasser. Bei kleinen O_2-Gehalten nimmt die H_2O_2-Bildung mit steigendem O_2-Gehalt zu, da immer mehr H-Atome nach Gl. (4) abgefangen werden. Bei 25% O_2 im Gasgemisch ist bei *allen* Kurven in Fig. 1 eine O_2-Konzentration erreicht, bei der alle gebildeten H-Atome abgefangen werden. Bei größeren O_2-Gehalten wird die H_2O_2-Bildung nur noch durch die Häufigkeit bestimmt, mit der die Zersetzung des Wassers stattfindet. Deshalb nimmt die Ausbeute in A- und in Kr-haltigen Lösungen bei großen O_2-Gehalten rasch und in He-haltiger Lösung langsam ab, während in N_2-haltiger Lösung ein mäßiger Anstieg erfolgt.

Köln, Institut für Physikalische Chemie der Universität

ARNIM HENGLEIN

Eingegangen am 16. Mai 1956

[1]) BERGMANN, L.: Der Ultraschall, a) S. 864ff., b) S. 848, Stuttgart: S. Hirzel 1954.
[2]) PRUDHOMME, R. O., u. P. GRABAR: J. Chim. physique **46**, 323 (1949).
[3]) HAISSINSKY, M., u. R. O. PRUDHOMME: J. Chim. physique **47**, 925 (1950).
[4]) PRUDHOMME, R. O.: J. Chim. physique **46**, 318 (1949). — GÜNTHER, P.: Angew. Chem. **63**, 241 (1951).
[5]) FRENKEL, J.: Acta physicochim. URSS. **12**, 317 (1940).
[6]) LINDSTRÖM, O.: J. Acoust. Soc. Amer. **27**, 654 (1955).

Reduzierende Wirkungen des Ultraschalls in Lösungen von Argon-Wasserstoff-Gemischen

Bei der Einwirkung intensiver Ultraschallwellen auf wäßrige Lösungen werden zahlreiche gelöste Stoffe oxydiert[1]), während Reduktionsreaktionen nicht beobachtet werden. Nachdem gefunden worden war, daß die oxydierenden Wirkungen des Ultraschalls in Lösungen von Argon-Sauerstoff-Gemischen eine beträchtliche Verstärkung erfahren[2]), wurde versucht, Reduktionen in Lösungen von Argon-Wasserstoff-Gemischen zu erreichen. Aus Fig. 1 ist zu ersehen, daß Jod in Lösungen solcher Gemische leicht reduziert wird, obgleich in den Lösungen der reinen Gase keine (A) bzw. nur eine geringfügige (H_2) Reduktionswirkung vorhanden ist. Größte Reduktionsgeschwindigkeit wird bei einem Wasserstoffgehalt von 20 Vol-% im Gasgemisch erzielt (Fig. 1). Die Menge des reduzierten Jods hängt nach Fig. 2 von der Jodkonzentration ab. Zur Deutung dieser Erscheinungen wird angenommen, daß unter diesen Versuchsbedingungen freie Wasserstoffatome im Wasser gebildet werden, die mit gelösten Stoffen

reagieren können. Bei niedrigen Jodkonzentrationen wird nur ein Teil der entstehenden H-Atome abgefangen, bevor sie durch Reaktion untereinander desaktiviert werden; in diesem Konzentrationsbereich nimmt deshalb die Menge des reduzierten Jods mit steigender Konzentration zu. Bei hohen Jodkonzentrationen werden alle gebildeten H-Atome durch das Jod abgefangen, so daß die Reduktionsgeschwindigkeit oberhalb eines Grenzwertes der Jodkonzentration konzentrationsunabhängig wird (Fig. 2).

H-Atome könnten unter diesen Bedingungen auf zwei Wegen entstehen. Einmal könnte eine Dissoziation von H_2-Molekeln im Verlauf von Ionisationsakten stattfinden, die in argonhaltigen Kavitationsgasblasen mit besonderer Häufigkeit auftreten. Nun wird das Wasser in edelgashaltigen Lösungen — wahrscheinlich als Folge der Neutralisation gebildeter Ionenpaare, bei der beträchtliche Energie frei wird — zersetzt[3], [4]):

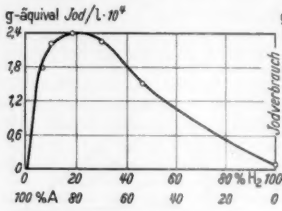


Fig. 1

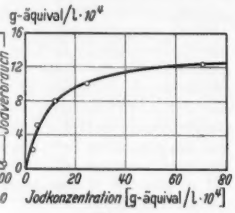


Fig. 2

Fig. 1. Jodverbrauch in Lösungen von Argon-Wasserstoff-Gemischen in Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Gasgemisches (Vol-%). Beschallung: 15 min. Anfangskonzentration des Jods: $3 \cdot 10^{-4}$ g-äquival/Liter. Ordinate: g-äquival Jod/Liter · 10^4

Fig. 2. Jodverbrauch in argon-wasserstoff-haltiger Lösung in Abhängigkeit von der Jodkonzentration. H_2-Gehalt des Gasgemisches: 20 Vol-%. Beschallung: 15 min. Abszisse: Jodkonzentration, Ordinate: Jodverbrauch, beides in g-äquival/Liter · 10^4

$$H_2O \rightarrow H^{\cdot} + OH^{\cdot}, \qquad (1)$$

und eine zweite Möglichkeit zur Entstehung von H-Atomen ergibt sich durch die Reaktion des gelösten Wasserstoffs mit gebildeten OH-Radikalen:

$$H_2 + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O + H^{\cdot}. \qquad (2)$$

Im Verlauf der Reaktionen 1 und 2 werden pro gespaltene Wassermolekel zwei H-Atome erzeugt, die zwei Atome gelösten Jods reduzieren. Wie in der voranstehenden Mitteilung [2]) gezeigt wurde, wird in argon-sauerstoff-haltigem Wasser pro zersetzte Wassermolekel eine Molekel H_2O_2 gebildet nach der Reaktionsfolge:

$$\begin{aligned} H_2O &\rightarrow H^{\cdot} + OH^{\cdot} \\ H^{\cdot} + O_2 &\rightarrow HO_2^{\cdot} \\ \tfrac{1}{2}\,HO_2^{\cdot} + \tfrac{1}{2}\,HO_2^{\cdot} &\rightarrow \tfrac{1}{2}\,H_2O_2 + \tfrac{1}{2}\,O_2 \\ \tfrac{1}{2}\,OH^{\cdot} + \tfrac{1}{2}\,OH^{\cdot} &\rightarrow \tfrac{1}{2}\,H_2O_2 \\ \hline H_2O + O_2 &\rightarrow H_2O_2 + \tfrac{1}{2}\,O_2. \end{aligned}$$

Wenn nun die H-Atome bei den Versuchen nach Fig. 1 und 2 im Verlauf der Reaktionen 1 und 2 gebildet werden, muß die Menge des in argon-sauerstoff-haltigem Wasser gebildeten H_2O_2 (in g-Äquivalenten) gleich sein der Menge der in argon-wasserstoff-haltiger Lösung reduzierten Jods. Diese beiden Werte stimmen tatsächlich befriedigend überein: Aus Fig. 2 entnimmt man als Grenzwert für den Jodverbrauch bei hohen Jodkonzentrationen etwa $14 \cdot 10^{-4}$ g-äquival/Liter; nach Fig. 1 der voranstehenden Mitteilung ist die maximale H_2O_2-Bildung unter denselben Bestrahlungsbedingungen $16 \cdot 10^{-4}$ g-äquival/Liter.

Köln, Institut für Physikalische Chemie der Universität

ARNIM HENGLEIN

Eingegangen am 16. Mai 1956

[1]) BERGMANN, L.: Der Ultraschall. Stuttgart: S. Hirzel 1954, S. 864ff.
[2]) HENGLEIN, A.: Naturwiss. 43, 277 (1956).
[3]) PRUDHOMME, R.O., u. P. GRABAR: J. Chim. physique 46, 323 (1949).
[4]) HAISSINSKY, M., u. R.O. PRUDHOMME: J. Chim. physique 47, 925 (1950).

Vereinfachte Darstellung von 2-Desoxy-d-ribose

Für die Synthese von 2-Desoxy-d-ribose wurde von SOWDEN[1]) und RICHARDS[2]) fast gleichzeitig ein neuer Syntheseweg angegeben, der wesentlich vorteilhafter ist, als die bisher übliche Methode gemäß dem Glykalverfahren von E. FISCHER und anschließender Isomerisierung des dabei erhaltenen d-Arabinals mit verdünnter Schwefelsäure[3]). Diese Methode macht den in der Natur als Baustein der Desoxyribonucleinsäuren vorkommenden Zucker leicht zugänglich. Dabei wird die d-Glucose in die zugehörigen epimeren 3-Desoxy-hexon-lactone umgewandelt, und deren Calciumsalze werden anschließend dem RUFFschen Abbau unterworfen.

Bei der Herstellung der Metasaccharinsäuren bzw. deren Lactone wirkt sich jedoch die von SOWDEN angegebene Aufarbeitung durch Extraktion mit Methanol, anschließende Ätherbehandlung und Entfernung der letzten Spuren Lösungsmittel durch kurzzeitiges Erhitzen auf 100° sehr nachträglich aus. Diese Manipulation gestaltet sich infolge Schäumens beim Einengen der alkalischen Extrakte umständlich und zeitraubend. Außerdem wurde bereits von SOWDEN selbst darauf hingewiesen, daß die Erhitzung auf 100° nur ganz kurz dauern darf, da sonst eine unter Umständen bedeutende Zersetzung erfolgen kann.

Diese Schwierigkeiten können auf einfache Weise umgangen werden, indem die Metasaccharinsäuren in wäßriger Lösung so aufkonzentriert werden, daß das bei der Neutralisation nebenher anfallende Kochsalz durch wiederholtes Absaugen entfernt wird, wobei darauf zu achten ist, daß der bei der letzten Einengung entstandene dünne Sirup gerade noch die Filtration des zuletzt ausgeschiedenen Kochsalzes ermöglicht. Des weiteren erweist sich, neben einem möglichst weitgehenden Ausschluß von Luftsauerstoff während der Isomerisierung, Kühlung auf $-5°$ bis $-10°$ während der Neutralisation sowie das Vermeiden eines Überschusses an freier Salzsäure als bedeutend günstiger. Die auf diese Weise hergestellten rohen Metasaccharin-lactone lassen sich ohne Einengen bis zum zähen Sirup, so daß im weiteren Gang der Aufarbeitung Temperaturen von 40° nicht überschritten werden, nach anschließender Überführung in die Calciumsalze nach RUFF abbauen, wobei geringe Mengen noch vorhandenen Kochsalzes nicht stören.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die zur Reinigung vorgenommene Anilidbildung durch intensives Rühren wesentlich beschleunigt wird, wobei die Lösung unbedingt ein p_H von höchstens 7 besitzen darf. Es erweist sich jedoch als günstiger, das p_H der Lösung von vornherein durch geringe Zugabe von verdünnter Schwefelsäure auf etwa 5 einzustellen. Jedoch ist ein großer Überschuß an Schwefelsäure zu vermeiden, da sonst bedeutende Mengen Aniliniumsalz gebildet werden, deren Abtrennung vom Anilid gewisse Verluste nach sich ziehen kann. Die Ausbeute an reiner, kristalliner 2-Desoxy-d-ribose betrug 9,7% der Theorie, gegenüber SOWDEN mit 6,05%.

Das oben angegebene Verfahren läßt sich auch zur Darstellung anderer 2-Desoxyzucker verwenden. So wurde auch die bisher noch nicht beschriebene 2-Desoxy-d-tetrose aus d-Arabinose hergestellt. Darüber soll an anderer Stelle ausführlich berichtet werden. Auf Grund des hier angegebenen Verfahrens konnte die Darstellung von 2-Desoxy-d-ribose noch wesentlich verkürzt und verbilligt werden. Trotz der relativ immer noch niedrigen Ausbeute dürfte dieses Verfahren infolge seiner Einfachheit die bequemste Methode zur Gewinnung von 2-Desoxy-d-ribose darstellen. Die erhaltenen Zucker wurden papierchromatographisch untersucht[4]) und erwiesen sich als einheitlich. Der R_f-Wert der 2-Desoxy-d-ribose beträgt 0,60 und nicht 0,49, wie früher irrtümlicherweise angegeben. Der R_f-Wert der 2-Desoxy-d-tetrose beträgt 0,55.

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Institut für Mikrobiologie und experimentelle Therapie, Jena (Direktor: Prof. Dr. med. H. KNÖLL)

HARRY VENNER

Eingegangen am 2. Juni 1956

[1]) SOWDEN, JOHN C.: J. Amer. Chem. Soc. 76, 3541 (1954).
[2]) RICHARDS, G.N.: Chem. and Ind. 39, 1035 (1953).
[3]) DERIAZ, R., W. OVEREND, M. STACEY u. a.: J. Chem. Soc. [London] 1949, 1879.
[4]) VENNER, H.: Naturwiss. 42, 179 (1955).

Zur chemischen Kennzeichnung der Hypoglycine

HASSALL[1]), [2]) isolierte zwei Substanzen mit blutzuckersenkender Wirkung aus Früchten der auf Jamaica wachsenden Sapindacee Blighia sapida und bezeichnete diese als Hypoglycin A und B. Beide Verbindungen wurden auf Grund vorläufiger Befunde als Peptide angesprochen[1–4]). In Fortführung unserer Untersuchungen über die Biochemie blutzuckersenkender Substanzen haben wir zunächst für beide Stoffe ein Isolierungsverfahren ausgearbeitet, das zu guten Ausbeuten führt[3]).

Die Elementaranalyse ergibt für das kristalline Hypoglycin A die Werte: C = 59,19%; H = 8,25%; N = 10,18% (O = 22,38%); für das kristalline Hypoglycin B: C = 53,12%; H = 6,99%; N = 10,35% (O = 29,54%). Aus dem Alkaliverbrauch der Umsetzung mit 2,4-Dinitrofluorbenzol bei p_H 8,0 und 40° C ergibt sich ein Äquivalentgewicht von 120 bis 140 für Hypoglycin A und von 250 bis 270 für Hypoglycin B. Die kinetische Analyse der Umsetzung deutet darauf hin, daß pro Äquivalent jeweils eine Aminogruppe substituiert wird. Auf das Äquivalent von 140 des Hypoglycins A entfällt bei elektrometrischer Formoltitration eine Carboxylgruppe; auf das Äquivalent von 270 des Hypoglycins B entfallen zwei Carboxylgruppen, von denen der pK'-Wert der einen dem pK'_2 einer Monoaminodicarbonsäure entspricht. Der Gesamtstickstoff des Hypoglycins A ist als Aminosäurestickstoff mit der Ninhydrinmethode nach TROLL und CANNAN[5]) nachweisbar, während der Gesamtstickstoff des Hypoglycins B zu etwa 50% als Aminosäurestickstoff erfaßbar ist.

Hypoglycin B läßt sich durch Hydrolyse mit 50%iger Ameisensäure bei gleichzeitiger Zunahme des Aminosäurestickstoffes in Glutaminsäure und Hypoglycin A aufspalten. Beide Spaltprodukte wurden sowohl chromatographisch als auch durch Gegenstromverteilung isoliert und identifiziert. Unter Berücksichtigung der während der Hydrolyse mit Ameisensäure eintretenden, unterschiedlichen Formylierung des Hypoglycins A und der Glutaminsäure werden gleiche Mengen Hypoglycin A und Glutaminsäure aus Hypoglycin B freigesetzt. Eine Spaltung des Hypoglycins B in die genannten Komponenten gelingt auch durch Hydrolyse mit gesättigter Bariumhydroxydlösung.

Hypoglycin A liefert bei Behandlung mit Salzsäure (1 bis 10n) verschiedene, mit Ninhydrin färbbare Komponenten, ein Befund, der zu der ursprünglichen Annahme eines Peptids beigetragen hatte[1–4]). Es hat sich jedoch zeigen lassen, daß diese Spaltung nicht mit einer Zunahme von Aminosäurestickstoff einhergeht. Es tritt im Gegenteil in Abhängigkeit von Säurekonzentration und Zeit ein erheblicher Verlust des Aminosäurestickstoffes ein. Wahrscheinlich kommt es bei der HCl-Behandlung unter Ringschluß zur Bildung von Iminostickstoff, da als Hauptendprodukt eine mit Ninhydrin zu einem gelben Farbstoff reagierende Substanz auftritt.

Die bisher vorliegenden Ergebnisse, die an anderer Stelle ausführlich mitgeteilt werden, kennzeichnen das Hypoglycin B als Peptid aus Glutaminsäure und Hypoglycin A. Die γ-Carboxylgruppe der Glutaminsäure ist an der Peptidbindung nicht beteiligt. Eine Peptidnatur des Hypoglycins A hat sich nicht nachweisen lassen; es handelt sich wahrscheinlich um eine bisher nicht bekannte Aminosäure. Unter Zugrundelegung eines sich aus den bisherigen Daten ergebenden Molekulargewichtes von 141 für Hypoglycin A und 270 für Hypoglycin B lassen sich für diese Substanzen die folgenden Summenformeln aufstellen: Hypoglycin A: $C_7H_{11}N_1O_2$; Hypoglycin B: $C_{12}H_{18}N_2O_5$, wobei ein Vielfaches nicht ausgeschlossen ist.

Physiologisch-Chemisches Institut der Universität, Hamburg

C. v. HOLT, W. LEPPLA,
B. KRÖNER und L. v. HOLT

Eingegangen am 31. Mai 1956

[1]) HASSALL, C. H., K. REYLE u. P. FENG: Nature [London] **173**, 356 (1954).
[2]) HASSALL, C. H., u. K. REYLE: Biochemic. J. **60**, 334 (1955).
[3]) HOLT, C. v., u. W. LEPPLA: Bull. Soc. chim. Belgique **65**, 113 (1956).
[4]) LEPPLA, W., u. C. v. HOLT: Arch. exp. Pathol. u. Pharmakol. **228**, 166 (1956).
[5]) TROLL, W., u. R. K. CANNAN: J. of Biol. Chem. **200**, 803 (1953).

Turbidimetric Estimation of Heparin with Protamine

FISCHER was first to report that heparin formed salts with protamine that were poorly soluble in water, and that in consequence, the heparin failed to exert its anti-coagulant action[1]). The idea was at hand to employ this property of the protamine for the estimation of heparin, stating out from the principle that the quantity of protamine needed for the restoration of the prolonged coagulation time of heparinized plasma is proportionate with the quantity of heparin present. On the base of this principle, various methods have been worked out for the estimation of heparin with protamine[2]), essentially consisting in titrating heparinized plasma with protamine until clotting, and determining the heparin contents of the plasma knowing the heparin-protamine equivalence. Various authors elaborated methods of determination by more or less modifying the details, working along the lines of the above principle.

As owing to its insolubility in water, the heparin-protamine compound causes turbidity in an aqueous system — a principle which we succeeded in using for the determination of glycogen[3]) and dextran[4]) — we attempted the quantitative evaluation of the light absorption of the heparin-protamine compound in a system containing excess protamine.

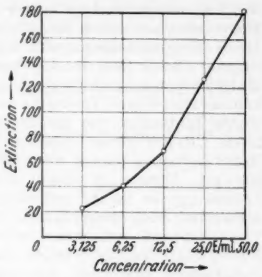


Fig. 1. Absorption of light by heparin of varying concentration with protamine sulphate

The reagents used were the heparin preparations of the Chemical Works of G. RICHTER Ltd. (pure and crude products) and several foreign commercial preparations.

To begin with, it had to be determined whether the dose of heparin was in any way related to the optical density of the turbidity. For this purpose, equal volumes of 1 per cent aqueous protamine sulphate solution were added to heparin solutions of varying concentration, and light absorption was measured in a photometer 3 minutes after shaking the system (as turbidity was found to be at its peak at that moment). The relative calibration curve has been plotted in Fig. 1. According to our results, the diagram between 50 and 12 U/ml concentrations is straight, thereafter its steepness decreases, but even concentrations of 3·12 U/ml are accurately measurable. By increasing the layer thickness, solutions of 1 U/ml can also be measured, due to the character of the calibration curve, however, our tests were as far as possible made in the straight span.

As the next step, we endeavoured to determine the extent to which the heparin values obtained by our method agreed with those obtained by the heparin estimation method described in U.S.P. XIV, which has been generally adopted for the estimation of heparin preparations. Comparative assays of 42 different substances in the range of 12·5 to 111 U/mg. potency showed that $106 \pm 1{\cdot}7$ (S.E.) per cent of the U.S.P. values was obtained by our method. The analysis of this high ratio showed that in the case of 19 substances above 80 U/mg. potency, the values amounted to $101{\cdot}2 \pm 0{\cdot}6$ (S.E.) per cent, and the difference between the two rates was not statistically significant. ($p > 0{\cdot}20$) in the case of crude substances, however, the two values differed significantly. The value of a few crude substances was determined also after purification, and it was found that after removal of the impurities, the two values agreed. This phenomenon indicates that protamine yields a precipitate also with some contamination of the raw products, presumably with heparinoids of lower clotting value. This hazard prevails, of course, also with the other methods using protamine.

The following conclusions may be derived from our results: the method elaborated is at least equivalent to the U.S.P. method as far as purified preparations are concerned, in the case of raw products it yields informative values. By comparing the results obtained by the two methods, the degree of purity of the preparations may be concluded on. Due to its simple technique and rapidity, our method proved to be most appropriate for prompt analyses during the manufacturing process. It has the substantial advantage of requiring no plasma, thus eliminating a biologic factor causing uncertainty, and

consequently the results obtained by this method are more safely reproducible than those of the biological method.

Details will be published elsewhere. Thanks are due to Miss S. SCHLAEFFER for her valuable technical assistance.

Dept. of Pharmacology, Chemical Works of G. Richter, Ltd. Budapest, X

G. FEKETE

Eingegangen am 15. Mai 1956

[1]) FISCHER, A.: Biochem. Z. **278**, 133 (1935).
[2]) REFN, I., and L. VESTERGAARD: Scand. J. Clin. a. Labor. Invest. **6**, 284 (1954). — KALLER, H.: Arch. int. Pharmacodynam. **99**, 163 (1954). — ROY, G.V. LE, B. HALPERN and R.E. DOLKART: J. Labor. a. Clin. Med. **35**, 446 (1950).
[3]) GYERMEK, L., and G. FEKETE: Nature [London] **175**, 386 (1955).
[4]) FEKETE, G., and L. GYERMEK: Kiserl. Orvostud. (Budapest) **7**, 84 (1955).

Isolierung des α-Lipoproteins aus Humanserum in der Ultrazentrifuge und sein Identitätsnachweis mittels Papierelektrophorese

Wie GOFMAN gezeigt hat, kann man in der Ultrazentrifuge die Serumlipoproteine von den übrigen Proteinen abtrennen. Bei einem spezifischen Gewicht des suspendierenden Mediums von 1,063 g/ml bewegen sich die Lipoproteingruppen von geringerer Dichte (low density lipoproteins) in Richtung auf die Rotationsachse zu (Flotation), während die schwereren Molekeln sedimentieren. In Anlehnung an die GOFMANsche Technik wurde Blutserum von nüchternen Personen in der präparativen Ultrazentrifuge (Spinco Modell L) mit schwingendem Rotor (swinging bucket rotor SW 39 L) bei 39000 Umdrehungen pro Minute in einem mittleren Zentrifugalfeld von 125000 × g für 24 Std zentrifugiert. Man erhält meist drei, manchmal auch mehr Zonen, die von verschiedener Farbe, Viskosität und optischer Dichte sind. Die interessierenden Flüssigkeitsschichten wurden anschließend gegen die gleiche Pufferlösung dialysiert, die zur Durchführung der Papierelektrophorese benutzt wird. Eine der durchschnittlichen

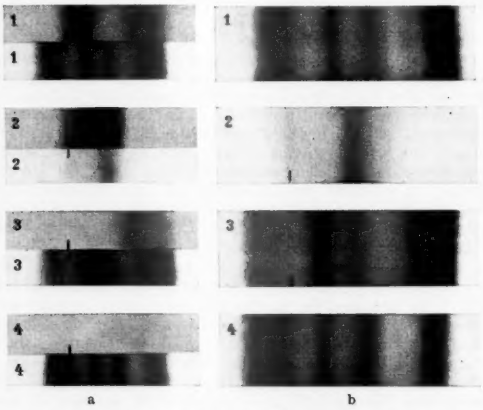


Fig. 1 a u. b. E. H., ♀, 25 Jahre, klinisch gesund. 1: Ursprüngliches Serum, 2: Oberflächenfraktion, 3: Mittelfraktion (unterer Teil), 4: Bodenfraktion. — a 3 Std Elektrophorese, obere Streifenhälfte = Lipoidfärbung, untere = Eiweißfärbung; b 16 Std Elektrophorese (mit Eiweißfärbung)

Serumkonzentration äquivalente Menge wurde auf Whatman-3MM-Filterpapier in einem Barbituratpuffer von p_H 8,6 und einer Ionenstärke von 0,05 μ bei 220 V und 17 mA in 3 Std elektrophoretisch aufgetrennt. Die eine Hälfte des anschließend in der Längsrichtung zerschnittenen Streifens wurde mit Oil red O (National Aniline Division, USA, Lot No. 14714) zur Darstellung der Lipoide, die andere mit Bromphenolblau zur Markierung der korrespondierenden Proteinzonen gefärbt. Der verwendete Lipoidfarbstoff ergab scharf abgegrenzte und intensiv gefärbte Fettzonen auf dem Papier. Alle zusammengehörigen Proben wurden gleichzeitig in der gleichen Elektrophoresekammer untersucht. Ebenso wurden Färbung, Spülung und Fixation gemeinsam vorgenommen. Alle Manipulationen erfolgten unter standardisierten Bedingungen. Nur unter diesen Voraussetzungen sind bei der Papierelektrophorese einwandfreie Vergleichsmöglichkeiten gegeben.

Im Gegensatz zum vollständigen Serum weist die von der Oberfläche des Zentrifugenröhrchens entnommene Probe nur eine Lipoproteinfraktion auf. Sie entspricht dem β-Lipoprotein des unveränderten Serums. Die korrespondierende Proteinfraktion dürfte als β-Globulin anzusprechen sein. Untersucht man den weiteren Röhrcheninhalt schichtweise (unter vorsichtigem Abpipettieren und Beseitigung der an der Wand des Zentrifugenröhrchens haftenden Fettreste), so findet man im unteren Drittel knapp über der Bodenfraktion eine weitere Lipoidgruppe mit anderen Eigenschaften. Sie erscheint nach der elektrophoretischen Wanderung auf dem Filterpapier im Bereich des α-Lipoproteins. Die korrespondierende Proteinfraktion dürfte als α_1-Globulin anzusprechen sein. Die eigentliche Bodenfraktion dieses Ultrazentrifugates (der unterste,, ,,gelierte" Anteil des Röhrchens) ist lipoidfrei, enthält jedoch mit einer Ausnahme die bekannten Proteinfraktionen. Nur die α_1-Globulinfraktion wird vermißt, oder sie ist im Vergleich zum ursprünglichen Serum zum mindesten stark vermindert. Es hat den Anschein, als ob der fehlende Teil mit dem α-Lipoprotein zusammen aus der knapp oberhalb der Bodenfraktion liegenden Schicht entnommen worden ist (Fig. 1).

Erhöht man schrittweise das spezifische Gewicht des Mediums, so findet man in der Oberflächenfraktion unter bestimmten Bedingungen auf dem Filterpapier eine lipoidgefärbte Bande im α-Lipoproteinbereich. Die papierelektrophoretisch in Erscheinung tretende α-Lipoproteingruppe gehört demnach sicher den Lipoproteinen höherer Dichte an. Aber es muß sich um heterogene Komplexe handeln, da sich manchmal sowohl Proben aus der Oberflächenschicht wie auch solche, die aus der erwähnten Zone oberhalb der Bodenfraktion entnommen werden, papierelektrophoretisch als ,,α-Lipoprotein" darstellen.

Geht man von der Standarddichte des suspendierenden Mediums gleich 1,063 g/ml aus, so findet sich die papierelektrophoretisch als β-Lipoprotein definierte Gruppe unter den gewählten Bedingungen in der Ultrazentrifuge in der Oberflächenschicht des Röhrchens. Es stellen sich demnach im β-Bereich auf dem Filterpapier die Lipoproteinkomplexe niedriger Dichte dar. Demgegenüber sedimentieren die α-Lipoproteine in diesem Milieu, da es sich um Komplexe von höherem spezifischem Gewicht handelt.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden durch ein Fulbright-Stipendium in USA ermöglicht. Der Autor dankt Dr. E. L. DURRUM für die Zurverfügungstellung seines Laboratoriums an der Stanford University, San Francisco, California.

Medizinische Klinik der Freien Universität, West-Berlin

FRITZ A. PEZOLD

Eingegangen am 23. Mai 1956

Die Wirkung von 2-4-Dichlorphenoxyessigsäure und Glutathion auf das Wachstum der Gewebekulturen von Kartoffeln

Pflanzliche Gewebekulturen legten wir gemäß unseren Untersuchungen über die biochemische Wirkung der organischen Schwefelverbindungen an[1]. Im Gegensatz zu CAPLIN und STEWART[2]) gelang es uns, das unseren Zielen sich am meisten anpassende Objekt, Kartoffelgewebe, auf einem Nährboden zu züchten, der keinen Wachstumsfaktor unbekannter Zusammensetzung besaß. In White-Medium[3]), dem 2-4-Dichlorphenoxyessigsäure (10^{-4} Mol) zugesetzt wurde, verdreifachten die aus der kambialen Zone der Knollen (Sorte Gül Baba) herausgeschnittenen Explantate ihr Originalgewicht von etwa 5,4 mg binnen zwei Wochen. Das Gewebewachstum verfolgten wir durch dreitägig vorgenommene Frisch- und Trockengewichtsmessungen. Die einzelnen Durchschnittswerte stammen von je 16 bis 25 Gewebestückchen zweier voneinander unabhängiger Serien.

Aus den Vorversuchen, die zum Zweck hatten, die Wirkung der Schwefelverbindungen auf das Wachstum zu untersuchen, ging hervor, daß Glutathion, Methionin, Thioglykolsäure und Cystein anregend wirkten, hingegen Cystin und Thiouracil wirkungslos bleiben. Das von uns näher untersuchte Glutathion und $CdCl_2$ [welch letzteres nach Angaben von KOSCHTOJANZ[4]) die SH-Gruppen spezifisch blockiert] wurde in Konzentrationen von 10^{-3}, 10^{-5}, 10^{-7} Mol angewandt. 10^{-5} Mol Gluthathion bewirkte die stärkste Wachstumsanregung, etwa 60% des Trockengewichtes; 10^{-3} Mol $CdCl_2$ verursachte hingegen vollkommene Wachstumshemmung. Eine als Kontrolle auf $CaCl_2$ in 10^{-3} Mol Konzentration angelegte Kultur

zeigte keine Wachstumshemmung, woraus zu schließen ist, daß diese nicht einfach durch ein zweiwertiges Kation in hoher Konzentration oder durch ein Cl'-Ion verursacht wurde.

Um festzustellen, ob der Hemmungseffekt des $CdCl_2$ reversibel ist, wurden die Kulturen von dem $CdCl_2$-Medium nach 3 Tagen auf andere Nährböden übertragen. Von den erhaltenen Ergebnissen führt Tabelle 1 nur jene an, welche für die Wirkung des Glutathions charakteristische Werte zeigen.

Tabelle 1. *Frisch- und Trockengewichte der Kartoffelexplantate während der Züchtung* (in mg)

Z.D. (Tage)	I Fg	I Tg	II Fg	II Tg	III Fg	III Tg	IV Fg	IV Tg	V Fg	V Tg	VI Fg	VI Tg
0	5,4	1,0	5,4	1,0	5,4	1,0	5,4	1,0	5,4	1,0	5,4	1,0
3	7,7	1,1	7,2	1,2	5,9	1,3	7,3	1,0	5,9	1,2	5,9	1,2
6	11,0	1,3	11,3	1,7	4,3	0,9	8,8	0,9	5,9	1,1	6,6	1,5
9	12,7	1,4	13,2	2,1	4,7	0,9	11,5	1,2	6,5	0,8	8,8	1,6
12	14,3	1,6	17,5	2,1	4,5	0,8	12,3	1,2	6,6	0,8	9,4	1,8

Z.D. = Züchtungsdauer (in Tagen), Tg = Trockengewicht, Fg = Frischgewicht. I Kontrolle → Kontr.; II Glutathion 10^{-5} M → Glutathion 10^{-5} M; III $CdCl_2$ 10^{-3} M → $CdCl_2$ 10^{-3} M; IV $CdCl_2$ 10^{-3} M → $CaCl_2$ 10^{-3} M; V $CdCl_2$ 10^{-3} M → Kontr.; VI $CdCl_2$ 10^{-3} M → Glutathion 10^{-5} M.

Aus den Daten ist zu ersehen, daß a) Glutathion in 10^{-5} Mol Konzentration das Wachstum und besonders die Trockengewichtszunahme deutlich anregte; b) $CdCl_2$ in 10^{-3} Mol Konzentration das Wachstum hemmte; c) der Ersatz des $CdCl_2$ durch $CaCl_2$ in gleicher Konzentration keine Wachstumshemmung bewirkte; d) die durch $CdCl_2$ herbeigeführte Wachstumshemmung durch 10^{-4} Mol 2-4-Dichlorphenoxyessigsäure nicht gelöst wurde, sich jedoch gegenüber 10^{-5} Mol Glutathion als reversibel erwies.

Institut für Allgemeine Biologie der Universität, Budapest

BÉLA FALUDI

Eingegangen am 26. Mai 1956

[1]) FALUDI, B., u. I. FEDORCSÁK: Ann. biol. Univ. Hung. **1**, 31 (1952).
[2]) CAPLIN, S.M., u. F.C. STEWARD: Science [Lancaster, Pa.] **108**, 655 (1948); **113**, 518 (1951).
[3]) MAUNEY, J.R., W.S. HILLMAN, C.O. MILLER u. F. SKOOG: Physiol. Plantarum **5**, 485 (1952).
[4]) KOSCHTOJANZ, A.S.: Trudi Inst. Morph. Zsiv. **6**,7 (1952).

Ein Vorschlag zur Konservierung größerer Massen von Mikroorganismen unter Erhaltung der vitalen Eigenschaften

Nachtrag

Zu unserer kurzen Mitteilung mit gleichem Titel[1]), die natürlich keinen ausführlichen experimentellen Teil haben konnte, müssen wir auf einige Anfragen hin doch noch nachtragen, daß man die Mischung von Hefe und wasserfreiem Natriumsulfat nach der Verflüssigung zweckmäßig ausformen muß (z.B. durch Ausstreichen in dünner Schicht auf Glas- oder Porzellanplatten), wie das bei der Herstellung von Backhefe-Dauer-Präparaten bekannt ist. In der inzwischen erschienenen ausführlichen Veröffentlichung[2]) ist dies beschrieben. Dort wird auch auf den Einfluß der Temperatur auf die Erhaltung der vitalen Eigenschaften hingewiesen. Während Präparate, die vorwiegend bei 5 bis 6° im Kühlschrank standen, sich bisher fast 4 Jahre als haltbar erwiesen, war selbst noch bei Temperaturen von 25° eine Haltbarkeit von 3 bis 4 Monaten zu konstatieren.

Institut für Gärungswissenschaft und Enzymchemie der Universität, Köln

HERMANN FINK

Eingegangen am 6. Juni 1956

[1]) FINK, H.: Naturwiss. **42**, 538 (1955).
[2]) FINK, H., u. H. FÜSSER: Brauwiss. **9**, Nr. 4, 90 (1956).

Fungistatische Wirkung von Benzazolen

Kürzlich berichteten VIRTANEN und HIETALA[1]) über das Benzoxazolon als Anti-Fusarium-Faktor in Roggenkeimen. Sie prüften die fungistatische Wirkung des Benzoxazolons gegen Fusarium nivale und Sclerotinia trifoliorum und stellten fest, daß bei einer Konzentration von 0,05% das Wachstum vollkommen gehemmt wird.

Im Rahmen unserer Untersuchungen über Benzazole[2]),[3]) testeten wir die Wirkung von Benzazolen sowohl gegen Fusarium culmorum und Sclerotium als auch gegen Alternaria tenuis, Trichothecium roseum und 15-Dermatophyten (Trichophyton- und Epidermophyton-Arten) aus. Die Versuche wurden im Plattentest durchgeführt (9 cm³ Nährboden und 1 cm³ des in Aqua dest. gelösten Benzazols). Für die Dermatophyten wurden Maltose-Nährböden (40 g Maltose, 10 g Pepton, 18 g Agar, 1000 cm³ Aqua dest.) und Asparagin-Nährböden (10 g Glucose, 5 g Glycerin, 5 g Pepton, 5 g Natriumchlorid, 1 g Asparagin, 1 g prim. Kaliumphosphat, 0,5 g Magnesiumsulfat, 18 g Agar, 1000 cm³ Aqua dest.) verwandt. Für Fusarium, Alternaria, Trichothecium und Sclerotium wurde als Nährboden Bierwürze-Agar benutzt.

Das Benzoxazolon zeigte von allen ausgetesteten Benzazolen die beste Wirkung; bei einer Verdünnung von 1:1000 war bei allen Dermatophyten sowie bei Alternaria, Trichothecium und Sclerotium kein Wachstum zu verzeichnen; bei Fusarium wurde eine Hemmung des Wachstums beobachtet. Das Benzoxazolthion war gegen die genannten Pilze allgemein etwas schwächer wirksam; Benztriazol, Benzimidazol, Benzimidazolon und Benzimidazolthion sowie alle untersuchten Derivate des Benzoxazolons[2]) zeigten fast keine Wirkung mehr. Bakterien werden vom Benzoxazolon meist nur sehr wenig oder gar nicht beeinflußt. Die Untersuchungen mit Hefen sind noch nicht abgeschlossen.

Institut für Mikrobiologie und Institut für Organische Chemie der Universität, Rostock

I. STRUTZ, H. HERBIG, K. POPPE und H. ZINNER

Eingegangen am 9. Juni 1956

[1]) VIRTANEN, A.I., u. P.K. HIETALA: Acta chem. scand. **9**, 1543 (1955).
[2]) ZINNER, H., u. H. HERBIG: Chem. Ber. **88**, 693, 1241 (1955).
[3]) ZINNER, H., u. K. NIENDORF: Chem. Ber. **89**, 1012 (1956).

Über die Dosisabhängigkeit der Mortalität röntgentotalbestrahlter Mäuse

Es ist in dem radiobiologischen Schrifttum üblich, die Abhängigkeit der Mortalitätsrate bestrahlter Säugetiere von der Strahlendosis nach entsprechender Transformierung der Koordinaten (log Dosis—Probit Mortalität) durch geradlinige Dosis-Effektkurven wiederzugeben. Wie nachstehend mitgeteilte Versuchsergebnisse zeigen, ist die Annahme einfacher Dosis-Effektkurven nicht zutreffend, zumindest nicht in dem Fall, wenn ein relativ breiter Dosisbereich untersucht wird.

Erwachsene Mäuse-♀♀ eines ingezüchteten institutseigenen Stammes wurden einer Röntgentotalbestrahlung unterworfen (150 kV, 20 mA, 0,43 mm Cu-Filter, HWS = 0,87 mm Cu, 111 r/min) und die Mortalität innerhalb der ersten 30 Tage nach Bestrahlung bestimmt. Die Spontanmortalität betrug 0%. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung

Tabelle 1. *Verhältnis der Zahl der gestorbenen Tiere zur Zahl der untersuchten Tiere* (N_{gest}/N_{unt})

Dosis r	N_{gest}/N_{unt}	%	Dosis r	N_{gest}/N_{unt}	%
250	1/60	1,7	500	27/100	27
300	0/60	0	550	44/100	44
350	2/71	2,8	600	68/100	68
400	1/100	1	700	100/100	100
450	8/122	6,6	800	20/20	100

der Versuchsergebnisse. Die nach der Maximum-likelihood-Methode berechnete geradlinige Dosis-Effektkurve ist $y = 4{,}797 + 14{,}476\ (x - 2{,}727)$; die Abweichungen der experimentellen Werte von der theoretischen Kurve sind statistisch signifikant ($\chi^2_{[8]} = 56{,}83$; $P < 0{,}001$ bzw. nach Zusammenfassung von Gruppen mit geringen Erwartungshäufigkeiten $\chi^2_{[3]} = 24{,}27$; $P < 0{,}001$). Die Abweichungen bleiben signifikant auch bei arithmetischer Teilung der Abszissen; aus allgemeinen theoretischen Überlegungen[1]) ist der logarithmischen Transformierung der Dosiswerte der Vorzug zu geben. Die Abweichungen sind, wie aus Fig. 1 zu ersehen ist, systematischer Art, und zwar in dem Sinne einer Abflachung der Dosis-Effektkurve bei Dosen < 450 r. Ein analoges Verhalten der Dosis-Effektkurve ist auch dem von anderen Autoren[2]) mitgeteilten Versuchsmaterial zu entnehmen.

Führt man die Berechnungen gesondert für die Gruppen 250 bis 450 r einerseits und 400 bis 800 r andererseits durch, so erhält man zwei hinsichtlich des Regressionskoeffizienten

stark unterschiedliche und durch die Gleichungen $y = 3{,}163 + 3{,}754\ (x - 2{,}598)$ bzw. $y = 4{,}892 + 16{,}854\ (x - 2{,}736)$ gekennzeichnete Dosis-Effektkurven, deren Übereinstimmung mit den experimentellen Werten befriedigend ist, wie sowohl die χ^2-Analyse ($\chi^2_{[3]} = 4{,}38$; $P = 0{,}3$ bis $0{,}2$ bzw. $\chi^2_{[5]} = 5{,}84$; $P = 0{,}5$ bis $0{,}3$) als auch die Bestimmung der Mutungsbereiche (vgl. Fig. 1) zeigen.

Es ist somit der Schluß gerechtfertigt, daß es sich bei der akuten Strahlenmortalität nicht um einen einheitlichen unikausalen Vorgang handelt; es wird vielmehr die Annahme von zwei verschiedenen, durch unterschiedliche Dosisabhängigkeit gekennzeichneten, zum Tode führenden Mechanismen nahe gelegt. Zu den gleichen Schlußfolgerungen gelangten wir schon früher[3]) auf Grund der Analyse der zeitlichen Mortalitätsverteilungen. Die den beiden Mechanismen entsprechenden Dosis-Effektkurven sind im Falle einer 100%igen positiven

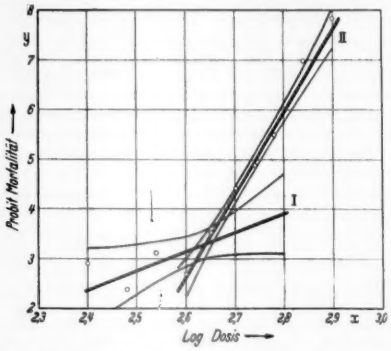


Fig. 1. Auftrennung der Dosis-Effektkurve in zwei selbständige Komponenten (vgl. Text). Die angegebenen Mutungsbereiche gelten für $P = 0{,}05$

Korrelation identisch mit den in Fig. 1 wiedergegebenen Komponenten. Bei Annahme einer fehlenden Korrelation hingegen müßte die dem 2. Mechanismus entsprechende Dosis-Effektkurve im Verhältnis zu Komponente II etwas nach rechts verschoben verlaufen.

Zu den den beiden Mechanismen zugrunde liegenden biologischen Verhältnissen soll später nach Vorliegen weiterer Versuchsergebnisse Stellung genommen werden; es sei aber schon jetzt darauf hingewiesen, daß die Dosis-Effektkurve bei bestrahlten hypophysektomierten Tieren ein sehr starkes Hervortreten der durch flachen Anstieg gekennzeichneten Komponente aufweist[4]), so daß eine durch Störung der Integration des Zwischenhirn-Nebennierenrinden-Systems bedingte Genese dieses Mortalitätsmechanismus wahrscheinlich wird.

Die Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

Radiologisches Institut der Universität, Freiburg i. Br., und Biophysikalische Abteilung des Heiligenberg-Instituts, Heiligenberg i. Baden

A. Catsch und M. Langendorff

Eingegangen am 4. Mai 1956

[1]) Finney, D. J.: Probit Analysis. Cambridge 1952.
[2]) Cronkite, E. P., V. P. Bond, R. H. Lee u. W. H. Chapman: Nav. Med. Res. Inst. 13, 89 (1955).
[3]) Catsch, A., R. Koch u. H. Langendorff: Fortschr. Röntgenstr. 84, 462 (1956).
[4]) Kent, J. F., B. L. Baker, E. C. Pliske, J. G. van Dyke u. F. H. Bethell: Proc. Soc. Exp. Biol. a. Med. 89, 142 (1955).

Über den Phosphatgehalt von floriden und nekrotischen Anteilen der Guérin-Rattencarcinome

Es ist bekannt, daß der Phosphatgehalt von autolysierenden Hefezellen größer ist als von intakten. Joslyn und Vosti[1]) teilen mit, daß in Hefezellen 80% des organisch gebundenen Phosphors in den ersten 48 Std der Autolyse sich als anorganisches Phosphat anreichert, als Folge der erhöhten Aktivität der Zellphosphatasen und Nucleasen. Da der Prozeß der Autolyse auch bei den nekrotisierenden Tumorzellen vor sich geht, so müßte — ebenso wie bei der Hefeautolyse — der nekrotisierende Teil des Tumors mehr Phosphat akkumulieren als der wohlerhaltene Anteil. Nach den Angaben mehrerer Autoren nehmen die nekrotischen Teile des Tumors von außen her zugeführte Farbstoffe und radioaktive Kolloide in größeren Mengen auf als die floriden [s. z. B.[2])], und nach einigen Befunden ist die Zitratkonzentration in dem nekrotischen Anteil gewisser Tumoren höher[3]).

Auf Grund genannter Literaturangaben untersuchten wir den Phosphatgehalt der nekrotischen und der floriden Anteile von Guérin-Rattencarcinomen. In den Versuchen benutzten wir 180 bis 200 g wiegende männliche Ratten (eigene Zucht) mit 15 bis 20tägigen transplantierten Guérin-Tumoren. Nach dem Töten der Tiere trennten wir die Tumoren — in mit Eis gekühlten Gefäßen — in floride und nekrotische Anteile und homogenisierten sie — jedes für sich — in 14%iger kalter Trichloressigsäure. Das Phosphat wurde nach den Methoden

Tabelle 1. *Menge des Phosphors (in mg) in 1 g Tumorgewebe*

	$\bar{x}$ [a])	s [b])	t [c])
Florider Anteil	0 310	0,006	0,022
Nekrotischer Anteil. . .	0,540	0,020	0,100

a) Durchschnittswert für P: $\bar{x} = \sum x_i/n$;
b) $s = \sqrt{\sum(\bar{x} - x_i)^2/n(n-1)}$;
c) t = mittlerer Fehler der Einzelwerte $= \sqrt{\sum(\bar{x} - x_i)^2/(n-1)}$.

von Fiske und SubbaRow[4]) bzw. mit einer empfindlicheren Modifikation dieser Methoden bestimmt[5]). Anorganisches Phosphat wurde in den nekrotischen und floriden Anteilen von insgesamt 15 Tumoren bestimmt. Die Resultate sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Differenz der Phosphatkonzentrationen zwischen dem floriden und dem nekrotischen Anteil — berechnet nach dem Studentschen t-Verfahren — ist signifikant. Die Phosphatkonzentration der nekrotischen Teile ist also im Durchschnitt doppelt so hoch wie die der floriden Teile. In einem und demselben Tumor ist die P-Konzentration in nekrotischen Teilen ohne Ausnahme höher als in floriden Teilen.

Institut für Gärungsforschung, Budapest, und Onkologisches Institut (Direktor: Prof. Dr. B. Kellner), *Budapest*

Georg Barta und L. Vekerdi

Eingegangen am 29. Mai 1956

[1]) Vosti-Joslyn: Appl. Microbiol. 1954, Nr. 2, 70, 79.
[2]) Sugár, J., u. K. Lapis: Acta morph. [Hung.] 6, Nr. 4 (1956).
[3]) Haven, F. L., Ch. Randall u. W. R. Bloor: Cancer Res. 9, 90 (1949).
[4]) Fiske, C. H., u. Y. SubbaRow: J. of Biol. Chem. 66, 375 (1925).
[5]) Hallmann, L.: Klinische Chemie und Mikroskopie. Leipzig: Georg Thieme 1952.

Recherches de substances actives contre les virus

Au cours de mes essais chimiothérapiques et d'immunisation contre des maladies à virus j'avais trouvé que l'on pourra *immuniser* avec le virus du mosaic du tabac contre la fièvre aphteuse, donc *avec un virus végétal (Plant-Virus) contre un virus animal (Animal-Virus)*. D'autre part j'avais rencontré dans l'ac. salicylique une substance capable de tuer le virus aphtheux dans l'organisme. (Essais expérimentaux sur des porcelets et pratiques sur des bovins sur une grande échelle).

Employant les méthodes de la chimiothérapie[1]) sur le champ de la virologie je me suis servi des bactériophages (Bacterial-Virus). *Prouvé l'action de l'ion salicylique* (1 ml/10 kg intraveineux d'une sol. de 40% d'ac. salicylique dans 40% d'hexaméthylènetetramine) *sur le virus aphteux dans l'animal*, je l'ai examiné sur un virus bactérien (tableau 1).

L'ion salicylique a montré son activité sur un virus bactérien (2 souches de bactériophages anticoli). La raison pour le choix du salicylate de potasse m'a été donnée par une

Tableau 1

	phage 1/100	1/10.000
I. Salicylate de potasse 0,05% inhibition	38%	40%
Salicylate de potasse 0,01% inhibition	0%	25%
Salicylate de soude 0,05% inhibition	30%	34%
Salicylate de soude 0,01% inhibition	0%	11%
II. Salicylate de potasse 0,05% inhibition	39%	45%
Ascorbate de potasse 0,05% inhibition	16%	56%
Ascorbate de soude 0,05% inhibition	7%	38%

observation prise d'un élevage de porcs. Un supplément important de sel de potasse à la ration des porcs avait augmenté tres notablement leur poids, mais supprimé la procréation. J'ai conclus à une *action antimitotique de l'ion K.* (D'après W. HOFMANN ce fait serait dû à une dégénération d'organes génitaux[2])]. Poursuivant mon idée j'ai essayé des sels potassiques (linéaires et cycliques) sur l'influenza de l'homme dans des hopitaux et écoles et dans la fièvre aphteuse sur des bovins avec des résultats significatifs. En attendant l'occasion d'une épidémie ou d'une épizootie j'ai entrepris les expériences sur le virus bactérien (Bacterial-Virus) [tabl. 2 et 3].

Tableau 2

3/4-5-56. Infection par bactériophages E. coli 36 R et M 1/100.

	après 24 hrs	30 hrs	24 hrs	30 hrs
K^+ 1,0 % inhibition	18 %	44,5 %	25,5 %	0 %
K^+ 0,5 % inhibition	48,5 %	100,0 %	0 %	63 %
K^+ 0,1 % inhibition	39,0 %	80,0 %	0 %	67 %
0 inhibition	0 %	0 %	0 %	0 %
Na^+ 1,0 % inhibition	26,0 %	100,0 %	0 %	62 %
Na^+ 0,5 % inhibition	41,0 %	97,0 %	0 %	65 %
Na^+ 0,1 % inhibition	28,0 %	73,0 %	0 %	63 %

Tableau 3

8/10-5-56. Infection par les mêmes phages 1/10.000.

	après 24 hrs	30 hrs	28 hrs	32 hrs
K^+ 1,0 % inhibition	25 %	60 %	30 %	5 %
K^+ 0,5 % inhibition	56 %	100 %	28 %	85 %
K^+ 0,1 % inhibition	45 %	100 %	21 %	88 %
0 inhibition	0 %	0 %	0 %	0 %
Na^+ 1,0 % inhibition	24 %	52 %	18 %	45 %
Na^+ 0,5 % inhibition	38 %	90 %	22 %	72 %
Na^+ 0,1 % inhibition	20,5 %	81 %	16 %	69 %

Voici parmi les essais 2 qui prouvent que l'on puisse utiliser un *virus bactérien* (Bacterial-Virus) *en vue de trouver des substances actives contre un virus animal.*

Les expériences antérieures citées et celles en cours seront publiées in extenso avec mes collaborateurs dans d'autres revues.

Laboratoires de recherches de la Soc. It. Prodotti Marxer, Ivrea (To), et de la Soc. Arg. Productos Marxer, Monte Grande (Prov. Buenos Aires)

ANTOINE MARXER

Eingegangen am 30. Mai 1956

[1]) MARXER, A.: Précis de Chimiothérapie des maladies infectieuses. Ed. Universitaires de Strasbourg 1926.
[2]) HOFMANN, W.: Fortpflanzungsstörungen des Rindes. Bern u. Stuttgart 1953.

Reaktions- und Restitutionsphase der Plasmaviskosität bei Dürre- und Schütteleizen

Auf Grund einer Reihe von Arbeiten unseres Institutes hat der eine von uns (STOCKER) 1948[1]) die Theorie vertreten, daß das pflanzliche Plasma bei Wasserentzug *(Dürreeffekt)* strukturelle Veränderungen erleidet, die zeitlich in einer *Reaktions-* und *Restitutionsphase* ablaufen. Für die erstere nahm er, gestützt auf Erfahrungen beim Schütteleffekt[2]), eine Lockerung der Plasmastruktur mit der Folge einer Herabsetzung der Viskosität und einer Erhöhung der Porenpermeabilität an, für die letztere die Rückgängigmachung dieser Veränderung bis über den Ausgangswert hinaus *(Abhärtung)*. Wir sind jetzt in der Lage, durch neue Versuche[3]) die Richtigkeit dieser von LEVITT[4]) bestrittenen Auffassung direkt zu beweisen.

Pflanzen von *Lamium maculatum* (Taubnessel) wurden dadurch einem *Dürrereiz* ausgesetzt, daß die Topferde innerhalb von 26 Std von 100% auf 22% Wasserkapazität ausgetrocknet und dann auf diesem niederen Wassergehalt konstant gehalten wurde; nach 11 Tagen erfolgte die Wiederbewässerung auf 100%. Das Verhalten der *Plasmaviskosität* (Plasmolysezeitmethode) und des *osmotischen Wertes* (Grenzplasmolyse) ergibt sich aus Fig. 1: In der Reaktionsphase vermindert sich die Viskosität auf die Hälfte, um dann in der Restitutionsphase auf das $3^1/_2$fache des Ausgangswertes anzusteigen (Abhärtung). Nach Wiederbewässerung stellt sich innerhalb 48 Std der Ausgangswert wieder her. Der gleichzeitige Verlauf der osmotischen Kurve, bedingt durch Herabsetzung des Wassergehaltes, zeigt, daß die Viskositätsänderungen nicht mit solchen der osmotischen Verhältnisse erklärt werden können; sie haben den Charakter von *Reizerscheinungen*. Wenn man langsam über sechs und mehr Tage hinweg austrocknet,

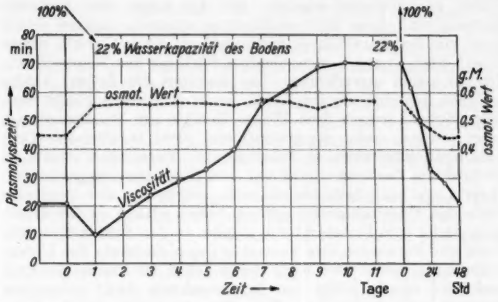


Fig. 1. Dürreeffekt. Reaktions- und Restitutionsphase der Plasmaviskosität von *Lamium maculatum*. Am Tag 0 wird der Boden innerhalb 26 Std von 100 auf 22% Wasserkapazität ausgetrocknet und so 11 Tage konstant gehalten. Dann Wiederbewässerung.

so haben die Restitutionsvorgänge von Anfang an Zeit, den Reaktionseffekten entgegenzuwirken, und es kommt kein Abfall der Viskosität zur Beobachtung; der Abhärtungsanstieg erfolgt auch hier.

Fig. 2 zeigt, daß auch beim *Schütteleffekt* eine Reaktions- und eine Restitutionsphase nachweisbar sind. Daß auch durch Trockenkultur abgehärtete Pflanzen beim Schütteln eine Reaktionsphase haben, zeigt, daß die Strukturänderungen des Plasmas bei der Einwirkung von Dürre nicht völlig identisch mit denen beim Schütteln sind.

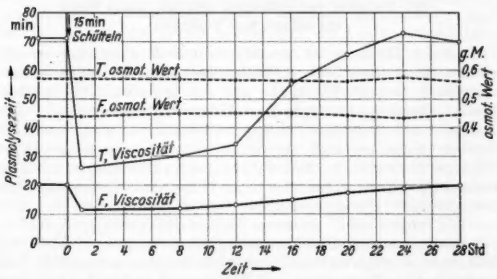


Fig. 2. Schütteleffekt. Reaktions- und Restitutionsphase der Plasmaviskosität von *Lamium maculatum*. Pflanzen bei 0^h 15 min geschüttelt. *F* Feuchtpflanzen, bei 100% Bodenwasserkapazität, 25° und 60 bis 70% relative Luftfeuchtigkeit kultiviert. *T* Trockenpflanzen (22% Wasserkapazität, 36°, 40 bis 50% relative Feuchtigkeit). (Aus RUHLAND, Handbuch der Pflanzenphysiologie, Bd. III, S. 700.)

Unsere Versuche weisen darauf hin, daß eine exakte Erfassung der Dürreeffekte nur beim Verfolgen der *zeitlichen Abläufe* möglich ist. Eine eingehende Darstellung der Untersuchungen wird an anderer Stelle erfolgen[5]). Hinsichtlich ihrer Bedeutung für das allgemeine Dürreresistenzproblem sei auf das Handbuch der Pflanzenphysiologie verwiesen[6]).

Darmstadt, Botanisches Institut der Technischen Hochschule

OTTO STOCKER und HELGA ROSS

Eingegangen am 25. April 1956

[1]) STOCKER, O.: Planta **35**, 445 (1948). — Naturwiss. **31**, 362 (1947).
[2]) KAHL, H.: Planta **39**, 346 (1951).
[3]) ROSS, H.: Diplomarbeit Darmstadt 1955.
[4]) LEVITT, J.: Ann. Rev. Plant Physiol. **2**, 245 (1951).
[5]) ROSS, H.: Diss. Darmstadt (in Vorbereitung).
[6]) Handbuch der Pflanzenphysiologie, Bd. III, O. STOCKER, Die Dürreresistenz; Bd. II, O. STOCKER, Wassermangel und Zellaktivität. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer (im Druck).

Ein neuer Typ neurosekretorischer Zellen im Unterschlundganglion der Regenwürmer

Im Zusammenhang laufender Untersuchungen über die Wechselbeziehungen der Neurosekretion mit der Regeneration beim Regenwurm Lumbricus terrestris konnten im Unterschlundganglion dieses Tieres neuartige neurosekretorische Zellen nachgewiesen werden. Mit der Azan- und Toluidinfärbung sind diese nicht sichtbar zu machen, dagegen erhält man mit der Paraldehydfuchsinmethode nach GABE[1]), modifiziert nach CLARK[2]), eine elektive Färbung des Neurosekrets. Im normalen unverletzten Tier konnten die Zellen, welche *u*-Zellen genannt werden sollen, nicht sichtbar gemacht werden. Sobald jedoch dem Wurm Defekte am Bauchmark gesetzt werden, treten sie gehäuft und dicht beladen mit Granula neurosekretorischer Substanz auf. Vermutlich stehen sie in direktem Zusammenhang mit dem Regenerationsgeschehen. Ihrer Lage nach befinden sie sich peripher an der ventralen Seite des Unterschlundganglions, besser gesagt an der Übergangsstelle vom Unterschlundganglion zu den Schlundkonnektiven und entsenden ihre Fortsätze gegen die Mitte des Unterschlundganglions. Der Kern der *u*-Zellen ist zentral gelagert und wird häufig völlig von den ungeheuer dicht gelagerten Sekretgranula verdeckt. Die Fortsätze der rund-ovalen *u*-Zellen sind ebenfalls mit neurosekretorischer Substanz angereichert. Infolge der intensiven blauvioletten Anfärbung derselben mittels der Paraldehydfuchsinmethode konnte bis jetzt ihr Transport bis in die zwei sich dem Unterschlundganglion anschließenden Ganglienabschnitte des Bauchmarks nachgewiesen werden.

Die zusammenfassende Arbeit wird demnächst an anderer Stelle veröffentlicht.

Würzburg, Zoologisches Institut der Universität

H. HUBL

Eingegangen am 28. Mai 1956

[1]) GABE, M.: Bull. Microsc. Appl. 3, 153 (1953).
[2]) CLARK, R. B.: J. Microsc. Sci. 96, 545 (1955).

Gen-Mutanten von Podospora anserina (Ces.) Rehm mit männlichem Verhalten

An den Hyphen des Ascomyceten *Podospora anserina* entstehen als einzige Differenzierungsgebilde nur weibliche und männliche Geschlechtsorgane, die Ascogone und die Spermogonien (haplo-phänotypische Geschlechtsbestimmung). Das Ascogon, aus dem eine Trichogyne auswächst, wird von Hüllhyphen umgeben und entwickelt sich zu einem kugeligen Protoperithezium. In dem Spermogonium entstehen endogen einkernige Spermatien, die mit Hilfe der Trichogyne das Ascogon bzw. Protoperithezium befruchten können.

Wir fanden bei *P. anserina* die Gen-Mutanten q_1, o_1 und r_1, die ein anomales Geschlechtsverhalten besitzen. Von den Mutanten wurden selbstincompatible Stämme hergestellt [zur Genetik von *P. anserina* vgl. [2]),[1a])] und mikroskopisch auf Ausbildung von Geschlechtsorganen untersucht. Zum Test der Funktionsfähigkeit der Geschlechtsorgane erfolgte die Kreuzung der Mutanten mit dem Wildstamm vom entgegengesetzten Kreuzungstyp. Mit Hilfe von zwei Methoden kann man die beiden reziproken Kreuzungen ♀ Wild × ♂ Mutante und ♀ Mutante × ♂ Wild unterscheiden: 1. Der Wildstamm wurde mit Barrage-Genen markiert [zur Genetik der Barrage-Bildung s.[4]), [1a])]. 2. Die Spermatisierungstechnik nach MONNOT[2]) wurde angewandt. Alle Mutanten unterscheiden sich vom Wildstamm durch je ein Gen. Der Test auf Allelie wurde nur für die Mutanten q_1 und o_1 durchgeführt und ergab, daß beide Stämme an verschiedenen Loci mutiert sind.

Die Röntgenmutante q_1 besitzt ein geringeres Wachstum als der Wildstamm und bildet auf Agarmedien gelbbraun pigmentierte Zonen. Ascogone und Protoperithezien wurden nicht beobachtet. Dagegen trägt das Myzel sklerotienartige Hyphenknäuel, die sich nach etwa zwei Wochen, verbunden mit einer Auflösung der Zwischenwände, vakuolisieren. Die Spermogonien sind weniger zahlreich als beim Wildstamm. Die Röntgenmutante o_1 bildet bei hinreichend hohen Zuckerkonzentrationen des Nährmediums[1b]) ein grünschwarzes Pigment aus, dessen Intensität aber geringer ist als die der melaninartigen Wildstammpigmente. Das o_1-Myzelium wirkt stark glänzend, da nur wenige Lufthyphen vorhanden sind. Ascogone werden nur ganz vereinzelt gebildet. Sie sind steril und entwickeln sich nicht zu Protoperithezien oder Fruchtkörpern. Dagegen können funktionsfähige Spermogonien beobachtet werden.

Die Mutante r_1 trat 5mal spontan auf. r_1-Stämme bilden ein reichliches Luftmyzel, das aus Massen von Spermogonien besteht. Auf Mais-Agar pigmentiert sich das r_1-Myzelium nicht; Ascogone und Protoperithezien entstehen nur im Agar oder am Schalenrand auf dem Glas, aber nicht auf der Agaroberfläche. Bei Kreuzungen von +- und −-Stämmen der r_1-Mutante bilden sich die Fruchtkörper ebenfalls nur im Agar. Auf der Oberfläche der Kultur entstehen weibliche Geschlechtsorgane, die sich nur dann zu Fruchtkörpern weiter entwickeln, wenn man vor dem Beimpfen auf den Maisagar sterile aschefreie Filter (nahezu reine Zellulose) auslegt. Nach zwei Wochen sind auf dem Filterpapier zahlreiche Protoperithezien (bzw. Perithezien bei selbstfertilen +/−-Stämmen) zu beobachten. Die Myzelteile, die nicht über Zellulose gewachsen sind, haben dagegen an der Oberfläche keine weiblichen Geschlechtsorgane gebildet. Ferner entsteht in den Hyphen nur auf der Zellulose ein grünschwarzes Pigment, das den Melaninfarbstoffen des Wildstammes gleicht.

Die beschriebenen Mutanten besitzen also eine verschieden starke Ausprägung der weiblichen Geschlechtsmerkmale, vom völligen Fehlen der weiblichen Geschlechtsorgane (q_1) über sterile Ascogone (o_1) bis zu einem Zwitter (r_1), der nur unter bestimmten Ernährungsbedingungen als Männchen reagiert.

Mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Botanisches Institut der Universität, Köln

KARL ESSER

Eingegangen am 18. Mai 1956

[1]) ESSER, K.: a) Z. Abstammgslehre (im Druck). — b) C. R. Labor. Carlsberg, Sér. Physiol. 26, 103 (1956).
[2]) MONNOT, F.: C. R. Acad. Sci. Paris 236, 2263 (1953).
[3]) RIZET, G., u. C. ENGELMANN: Rev. Cytol. et Biol. vég. 11, 201 (1949).
[4]) RIZET, G.: Rev. Cytol. et Biol. vég. 13, 51 (1952).

Induction of Flower Formation in Biennial Hyoscyamus by Treatment with Gibberellin *)

A previous note[1]) reported that a mixture of gibberellic acid and gibberellin A ("Ga") caused stem elongation in non-cold-treated plants of biennial *Hyoscyamus niger*. Measurements for that experiment were made one week after the end of a four-week long treatment. The treated plants did not show macroscopic signs of flowering at that time. However, three weeks later they began to produce visible flower buds, while the controls remained in the form of strictly vegetative rosettes. The experiment was thereupon repeated with a larger number of plants. The method of Ga application, the period of treatment, and the concentrations and amounts of Ga which were administered to the plants were the same as before [see[1])]. Table 1 summarizes the data of both experiments. Treatment with Ga induced flower formation in 100% of the plants which received the concentration of 10 μg/cm³, or 2 μg of Ga daily, and in 72% of those which received 50 μg/cm³ or 10 μg daily. However, the incomplete response to the latter dosage would appear to result from the fact that the higher concentration had some injurious effect and killed the tips in a number of plants in the second experiment. Those plants of this treatment, which escaped injury, all came to flower. The time for visible response was somewhat shorter in the 50 μg/cm³ treatment, but the extent of the response (number of flowers or fruits per plant) was identical in both treatments and nearly identical to the response of plants which were treated with cold (+5 to 6°C) for 5 or 6 weeks to induce an optimal flowering response. Ga-induced

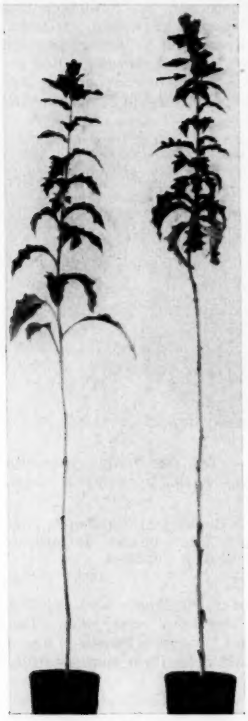
Table 1. *Flower induction in biennial Hyoscyamus by Ga treatment*

Ga		Number of plants		
Concentration used (μg/cm³)	Amount applied daily (μg)	Total	Flowering	Vegetative
0 (control)	—	15	0	15*)
0·01, 0·1, 1	0·002, 0·02, 0·2	9 (3 each)	0	9
10	2	17	17	0
50	10	18	13	5**)

*) Over 30 untreated plants also remained vegetative.
**) Tip and upper part of stem dead.

*) Frau Professor E. SCHIEMANN zum 75. Geburtstag.

a



b

Fig. 1 a u. b. Biennial *Hyoscyamus niger*. a, two control plants; b, two plants treated with 50 µg/cm³ of Ga. The arrow points to maturing fruits

flowering plants of biennial Hyoscyamus are shown in Figure 1, alongside with control plants which had been treated in an identical manner except for the omission of Ga.

Chemical induction of flower formation has been achieved in a number of instances by application of sugar[2]), auxins[3]) and maleic hydrazide[4]). However, the response was either small and was limited to plants which were kept under rather specific conditions, namely, very close to the threshold of flower induction; or it occurred in plants like the pineapple which have a rather specialized flowering behavior. As far as the author is aware, the results described in this communication are the first case in which chemical treatment with a natural plant product resulted in a complete flowering response under strict non-flowering conditions and in a plant the flowering behavior of which can be considered typical of a large physiological group, the cold-requiring biennial plants.

The flower inducing effect of Ga in biennial Hyoscyamus was observed only in long days (18 to 20 hrs. of light daily). Plants treated under short-day conditions (9 hrs. of light daily) elongated [although less than those on long days, see[1])], but remained vegetative. It remains to be seen whether a flowering response can be obtained on short days, too, by using longer periods of treatment and, if possible, greater amounts of Ga. If this proves not to be the case, it would appear that Ga replaces the "vernalin," but not the "florigen" in biennial Hyoscyamus.

Work supported in part by research grant RG-3939 from the National Institutes of Health, U.S. Public Health Service. I am greatly indebted to Mrs. PATRICIA B. FINN for faithful technical assistance.

Department of Botany, College of Agriculture, University of California, Los Angeles 24, California, USA

ANTON LANG

Eingegangen am 30. Mai 1956

[1]) LANG, A.: Naturwiss. **43**, 257 (1956).
[2]) MELCHERS, G., and A. LANG: Naturwiss. **30**, 589 (1942).
[3]) CLARK, H. E., and K. R. KERNS: Science [Lancaster, Pa.] **95**, 536 (1942). — OVERBEEK, J. VAN: Bot. Gaz. **108**, 64 (1946). — HOWELL, M. J., and S. H. WITTWER: Science [Lancaster, Pa.] **120**, 717 (1954).
[4]) WITTWER, S. H. *et al.*: Amer. J. Bot. **41**, 434 (1954).

Simultane Photo- und Geotaxis bei der Vertikalwanderung von Daphnia longispina O. F. M. und Bosmina coregoni BAIRD

Wie aus experimentellen Untersuchungen hervorgeht, bestimmt allein der Wechsel der Lichtstärken den Rhythmus der Vertikalwanderungen von Daphnia magna[1]), D. longispina und Bosmina coregoni[2]). In folgenden Versuchen sollte die orientierende Wendung[3]) zum Licht (Phototaxis) und zugleich zur Schwerkraft (Geotaxis) nach ihren wirksamen Anteilen erfaßt werden. In einem rechteckigen Aquarium mit $20 \pm 1°$ C warmem Wasser steht eine 80 mm tiefe PETRI-Schale von 300 mm ⌀ hochkant mit etwa 50 Tieren darin (Fig. 1). Die offene, dem Beobachter abgewandte Seite ist mit Seidengaze Nr. 8 verschlossen. Das durch ein Zimmerfenster eindringende ungefilterte Tageslicht fällt durch einen waagerechten Tunnel und eine ebenfalls 300×80 mm große Aussparung in der abdunkelnden Verkleidung des Aquariums auf die Schmalseite der Schale. Binnen 24 Std wird alle 30 min bis 3 Std, nachts bei dunkelrotem Licht, der Standort der Tiere ermittelt. Dieser liegt stets am Schalenrand und läßt sich auf $\pm 2{,}6$ cm ($= \pm 10°$) genau bestimmen. Der maximale Abstand vom Rand gegen das Zentrum der Schale beträgt 12 mm. Stand die Population bei x, so entspricht $Bx = \sin\alpha$ dem Anteil der Phototaxis, $BA = \cos\alpha$ dem der Geotaxis der aus beiden richtenden Kräften resultierenden Winkeleinstellung. In den dem Reiz zugewandten Quadranten ist das Vorzeichen +, in den reizabgewandten −.

Die im 24 Std-Rhythmus verlaufenden Bewegungen sind für Daphnia und Bosmina sehr ähnlich. Tags ist α etwa 135°, d.h., die Anteile von +-Ordinate und +-Abszisse sind gleich groß. Mit abnehmender Lichtstärke in der Abenddämmerung steigen die Tiere an der belichteten Schalenseite verhältnismäßig rasch auf, $\alpha = 20°$. Nachts findet man die Population am obersten Punkt des Gefäßes, $\alpha = 0°$. Mit der ersten Andeutung der Morgendämmerung beginnt ein rasches Abwärtswandern mit dem Kopf voran, $\alpha = 180°$; für Daphnia beträgt α bei sehr rascher Lichtzunahme zuweilen 200°. Nach etwa 2 Std spielt sich der Standort wie zu Anfang des Versuchs ein.

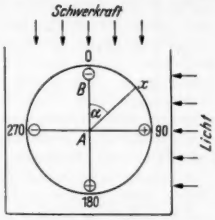


Fig. 1. Seitenansicht der Versuchsanordnung (schematisch)

Die tags gleichen, in der Dämmerung und nachts ungleichen Anteile von Ordinate und Abszisse sprechen für die wechselnde Einstellung zur Schwerkraft und zum Licht. Am Tage zeigt das Tier eine relativ beständige Resultanteneinstellung zwischen +-Geotaxis und +-Phototaxis ($\alpha \approx 41°$). Auf die Verhältnisse im Freien übertragen, muß es durch die sich daraus ergebende Erregungsdifferenz etwa gleich stark entgegengesetzt wirkender Reizqualitäten auf einer nahezu konstanten Tiefe gehalten werden. Dies stimmt mit Freilandbeobachtungen meist überein[4]), [5]), [6]). In der Abenddämmerung nimmt der positive Wert der Geotaxis ab und wird schließlich stark negativ ($\alpha = 20°$). Seine Aufwärtstendenz wird von dem sich vermindernden, aber noch immer positiven Wert der Phototaxis unterstützt, so daß ein rasches Aufwärtsschwimmen vor allem nach Verschwinden der Sonnenstrahlen von der Seeoberfläche herbeigeführt wird[4]). Die ersten für das menschliche Auge wahrnehmbaren Anzeichen zunehmender Lichtstärke gegen Morgen (< 0,02 Lux) genügen bereits, das negativ geotaktisch eingestellte Tier rasch positiv zu stimmen ($\alpha = 180°$). Daraus folgt eine Abwärtsbewegung, die bei *Daphnia* zusätzlich von einem geringen Anteil negativer Phototaxis ($\alpha = 200°$) verstärkt sein kann, so daß das Tier unter der doppelten Wirkung gleichsinnig führender Reize sehr rasch in größere Tiefen gelenkt wird. 1 Std nach dem Umschlag der Schwerkraftreaktion wird der Phototaxiswert deutlich positiv. Aufwärtsgerichtet fängt er die durch den positiven Geotaxisanteil verursachte Abwärtsbewegung auf, und nach völliger Adaptation der Tiere an höhere Lichtintensitäten spielt sich wieder ein verhältnismäßig gleichbleibender Tiefenwert ein.

Im Gegensatz zur Abwärtswanderung morgens mit echt geotaktischem Charakter, bei der *Daphnia* zeitweise und *Bosmia* ständig kopfabwärts aktiv schwimmt, ist das Absinken zu Beginn der Nacht passiv und durch Verminderung der Antennenschlagfrequenz bedingt. Diese Tiere liegen zum Teil auf der Seite am Boden des Gefäßes und beginnen erst nach Belichtung wieder mit den Antennen zu schlagen. Das „mitternächtliche Absinken"[6]) erscheint im Freiland mit relativ geringer, im Versuch jedoch von gleicher Größe wie die Wanderamplitude.

Hydrobiologische Station, Falkau i. Schwarzwald

ROLAND SCHRÖDER

Eingegangen am 5. Mai 1956

[1]) HARRIS, J. E., u. U. K. WOLFE: Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. B **144**, 329 (1955).
[2]) Eigene, unveröffentlichte Versuche.
[3]) KOEHLER, O.: Symposia Soc. Exp. Biol. **4**, 269 (1950).
[4]) WORTHINGTON, E. B.: Int. Rev. **25**, 394 (1931).
[5]) ELSTER, H.-J.: Int. Rev. **33**, 357 (1936).
[6]) CUSHING, D. H.: Biol. Rev. **26**, 158 (1951).

Das Auffinden der Wirtspflanze durch fliegende Fichtenblattwespen

Es ist bekannt, daß die Kleine Fichtenblattwespe (Lygaeonematus abietinus Htg.) ihre Eier an die ganz jungen Nadeln gerade aufbrechender Fichtenknospen legt und ältere, bereits gestreckte Maitriebe verschmäht. In einem Mischbestand finden die Schädlinge die Wirtspflanze zwischen Laubholzgewächsen und anderen Nadelhölzern sicher heraus. Sogar eine weit und breit ganz vereinzelte Fichte wird gefunden und befressen. Es fragt sich, wie diese Insekten zu ihren Fraßbäumen finden. Man kann im voraus annehmen, daß hierbei eine Anlockung im Spiele ist wie bei den Untersuchungen von HESSE, KAUTH, MERKER, OHNESORGE, VERSCHAFFELT und WÄCHTER[1]).

Im Mooswald bei Freiburg und in experimentellen Studien war es möglich, das Auffinden der für die Fichtenblattwespen zur Eiablage geeigneten Stellen an der Brutpflanze zu klären. Die geschlüpften Imagos fliegen bei genügend hoher Temperatur in Richtung auf helle, besonnte Bestandsränder, Schneisen oder unmittelbar nach oben an die besonnten Kronen. Diese Flugbewegung erscheint durch den Lichtsinn optisch und vielleicht auch thermisch gesteuert. Im Fichtenreinbestand gelangen die Kerfe auf diese Weise in die Nähe der Maitriebe. Nicht aber im Mischbestand. Dort kommt es zu Suchflügen. Am Rande von Lichtungen stellen sich bei Strahlungswetter und Lufttemperaturen um 25° C stets schwärmende Blattwespen ein. Neben Jung- und Altfichten werden häufig auch die zahlreichen Hasel- und Erlensträucher beim Hin- und Herfliegen angesteuert. In einem Abstand von 5 bis 30 cm wenden sich die Schädlinge vom Laubholz ab und fliegen zum nächsten Busch. Eine optische Orientierung scheint dabei insofern vorzuliegen, als die Wespen belaubtes Gesträuch oder Fichten vom kahlen Astwerk unterscheiden. Fichten werden aus einer Entfernung von 20 bis 50 cm geradenwegs angeflogen.

Beim Anflug der Blattwespen an die Fichten ergab sich der Unterschied, daß Bäume mit gestreckten Maitrieben nicht beachtet wurden, während die Kerfe Fichten mit gerade aufbrechenden Knospen zu tausenden umschwärmten. Das gleiche wurde auch an Bäumen beobachtet, deren Knospen noch völlig geschlossen waren, aber kurz vor dem Aufbrechen standen. Obwohl eine Eiablage noch gar nicht möglich war, liefen zahlreiche Weibchen auf den Zweigenden suchend umher. Die frühgetriebenen Fichten wiesen in auffallendem Gegensatz hierzu nicht einen angeflogenen Schädling auf.

Die vermutete Anlockung der Blattwespen mußte daher bereits von den noch geschlossenen, vorm Aufbrechen stehenden Knospen und von den gerade sich öffnenden Knospen ausgehen. In Versuchen wählten die Weibchen junge Fichtenmaitriebe und deren Knospenschuppen vor älteren Maitrieben aus, obwohl die Knospenschuppen mechanisch nicht zur Eiablage geeignet sind. Im Olfaktometer waren junge Maitriebe und deren Knospenschuppen im Vergleich zu anderen Pflanzenteilen stets attraktiv. Junge, gerade ausbrechende Maitriebe und deren Hüllschuppen erwiesen sich den älteren Maitrieben als überlegen. Preßsäfte aus Fichtenmaitrieben hatten im Olfaktometer und in Schalenversuchen keine Lockwirkung. Dagegen waren Ätherextrakte von aufbrechenden und geschlossenen Knospen bei kräftigem Luftdurchzug im Olfaktometer stark anlockend. Alkohol- und Wasserauszüge aus solchen Knospen blieben unwirksam, desgleichen Fichtenharz und Fichtenrindenpreßsaft. Entsprechende Versuche ergaben, daß weder eine rein optische Orientierung noch der gering ausgeprägte Feuchtigkeitssinn die Tiere bei der Wirtswahl leitet.

Es ist daher geklärt, daß die Kleine Fichtenblattwespe sich bei der Wahl ihrer Brutpflanze nach Duftstoffen richtet, die aus den gerade aufbrechenden Maitriebknospen und den sie umhüllenden Knospenschuppen frei werden.

Freiburg, Forstzoologisches Institut der Universität

E. MERKER und K. G. ADLUNG

Eingegangen am 30. Mai 1956

[1]) HESSE, G., H. KAUTH u. R. WÄCHTER: Z. angew. Entomol. **37**, 239 (1955). — MERKER, E.: Allg. Forst- u. Jgd-Ztg. **124**, 138 (1953); **1956**. — OHNESORGE, B.: Beitr. Entomol. **3**, 437 (1953). — VERSCHAFFELT, E.: Proc. Acad. Sci. Amsterdam, Sci. sec. **13**, 536 (1910).

Zur Übertragung der Nährpilze bei Ambrosiakäfern

Bei Untersuchung einiger europäischer „Ambrosiakäfer", unter welcher Bezeichnung gewisse pilzzüchtende, holzbrütende Ipiden und die Platypodiden zusammengefaßt werden, ergab sich als einigendes Prinzip bisheriger, sehr unterschiedlicher Befunde[1]), daß die Übertragung der Nährpilze regelmäßig an Sekrete von Hautdrüsen, welche bei diesen Käfern zahlreich und oft in besonderer Ausbildung an den verschiedensten Körperteilen auftreten, gebunden ist. Die Sekrete, welche primär wahrscheinlich als Gleitschmiere für die beim Nagevorgang stark beanspruchten Integumentteile oder auch als Benetzungsschutzmittel dienen (die Käfer durchnagen beim Einbohren in das noch saftfrische Holz dessen Leitbahnen!), geben den Propagationszellen der Ambrosiapilze Gelegenheit, zu keimen, sich durch Zellsprossung zu vermehren und unter Bildung von Dauerzellen in Hohldrüsen, an Drüsenhaarbüscheln oder in Höhlungen und Hautfalten des Integuments Pilzdepots entstehen zu lassen. Hier überwintern die Pilze und werden im Frühling, von den Körpersekreten der Käfer ernährt und vor Austrocknung geschützt, beim Schwärmflug mitgenommen und bei den Anstrengungen des Nagens in den neuen Brutgängen abgestreift.

Fig. 1

Fig. 2

Fig. 1. Schnitt durch den hinteren Teil des Prothorax (rechte Hälfte) eines *Trypodendron lineatum*-♀ mit Öldrüse. Etwa 22mal. *d* Drüse

Fig. 2. Mesonotum („Schildchen") mit Deckflügel (Elytre) und „Pilzdepot" eines *Xyleborinus saxeseni*-♀, Zupfpräparat, Teilansicht. Etwa 44mal. *d* Drüsenfeld; *p* Pilzdepot

Lokalisation und Umfang dieser Pilzdepots sind bei den einzelnen Ambrosiakäfergruppen durchaus verschieden. Die Weibchen der *Trypodendron*-Arten *(Xyloberini)* besitzen unter der Hautduplicatur am Hinterrande ihres Pronotums paarige, schlauchförmige Öldrüsen (Fig. 1), die sich in einem unauffälligen, von Wimperhaaren überdeckten Spalt oberhalb der Coxalgruben öffnen. Im Winter sind diese Hohldrüsen mit Oidien und Sproßzellen der Ambrosiapilze angefüllt.

Die Weibchen der beiden zu den Xyleborinen gehörigen Arten *Xylosandrus germanus* BLDF. und *Anisandrus dispar* FABR. besitzen in der Intersegmentalhaut zwischen Pro- und Mesonotum taschenförmige Erweiterungen, in denen sich die wäßrigen Sekrete von Hautdrüsen sammeln, die in den weitgehend abgewandelten Mesonota gelegen sind. Bei *X. germanus* sind die Massen der in diesen Sekretreservoiren überwinternden Ambrosiazellen dicht geballt vor dem Vorderrande des Mesonotums, bei *A. dispar* unter dem weit vorgewölbten Mesonotum lokalisiert.

Beim Weibchen von *Xyleborinus saxeseni* RATZ. sind innerhalb des stark abgewandelten Mesonotums Pakete von Drüsenzellen ausgebildet, die ihre Sekrete auf einem eng umschriebenen Feld beiderseits des Tergits in die Falte entleeren, in welcher der Vorderrand der Elytren in Ruhelage fixiert ist. In dem verdickten Elytrenrand befindet sich diesem Drüsenfeld gegenüber ein Grübchen, welches, von Drüsenhaarbüscheln eingefaßt, die Sekrete aus dem Mesonotum sowie aus Drüsenzellen der Elytre (Deckflügel) aufnimmt. Hier finden sich bei ausgereiften Weibchen kleine Pilzdepots (Fig. 2).

Für andere Ambrosiakäfer, so für *Xyleborus pfeili* RATZ., *Platypus cylindrus* FABR. und die eine Zwischenstellung zwischen Rinden- und Holzbrütern einnehmenden, ambrosiazüchtenden Ipiden *Myelophilus minor* HTG. mit seiner *var. corsicus* EICHH. sowie *Ips acuminatus* GYLL.[2]) wurde festgestellt, daß bei diesen die Ambrosiazellen mehr äußerlich, auf der Oberfläche des Integuments, und zwar in normalerweise immer am Insektenkörper vorhandenen Hautfalten oder an der Körperbehaarung übertragen werden. Allerdings handelt es sich nie um rein mechanisch festhaftende Sporen, sondern um Sproßverbände und Mycelien von Ambrosiapilzen,

die mit bestimmten Hautdrüsenfeldern oder Drüsenhaarbüscheln in Verbindung stehen und von ihnen gespeist werden.

Eine ausführliche Darstellung wird in der Zeitschrift für Morphologie und Ökologie der Tiere veröffentlicht werden.

Bundesforschungsanstalt für Forst- und Holzwirtschaft, Reinbek (Bez. Hamburg), Forschungsabteilung forstliche Mycologie und Entomologie

H. FRANCKE-GROSMANN

Eingegangen am 18. April 1956

[1]) FISHER, R.C., C.H. THOMPSON u. W.E. WEBB: Forest. Abstr. **14**, 381 (1954); **15**, 3 (1955). (Zusammenstellung der bisherigen Kenntnisse und Literaturangaben.)

[2]) FRANCKE-GROSMANN, H.: Meddel. Stat. Skogsforsk. Inst. **41**, 52 (1952).

Experimente zur Analyse der Herzentwicklung bei Triton

Die präsumtive Epidermis und ihr unterlagerndes Entomesoderm der frühen Neurula bilden zusammen als Isolat gezüchtet große, bewimperte, pigmentzellenfreie Hautblasen mit Haftfäden, Extremitäten, Vornieren, Blutinseln, Urgeschlechtszellen u. a. [s. MANGOLD[2])]. Dabei ist die Entwicklung des Herzens, dessen Anlagen ebenfalls im Isolat enthalten sind, enttäuschend. Es entstehen nie gut geformte Herzschläuche bzw. -schlingen, sondern nur feine Mesenchymfäden („Stränge") und kleine Zellansammlungen („Knoten"), die beide durch ihre rhythmische Kontraktion sich eindeutig als Herzfragmente charakterisieren. Diese Befunde führten zu den Fragen: 1. Ist das Entoderm bei der Formbildung des Herzens ursächlich beteiligt? und 2. Ist das ganze Entoderm oder sind nur bestimmte Teile desselben wirksam?

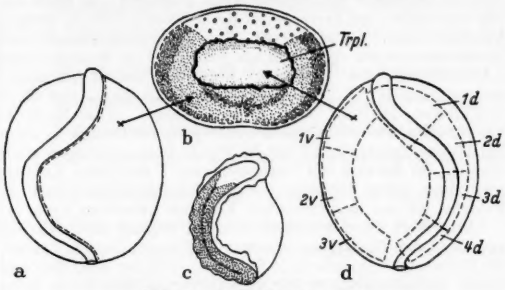


Fig. 1 a—d. Erklärung s. Text

Folgende Experimente wurden angestellt (Fig. 1a—d). Bei einer Neurula (a) wurden das Ektoderm und Entomesoderm dem äußeren Rand des Medullarwulstes entlang durchschnitten und die präsumtive Epidermis mit dem unterlagernden Mesoderm abgelöst. In das flache, elliptische Isolat (b) wurde weiterhin ein ziemlich großes Stück Entoderm derselben oder einer zweiten Neurula eingelegt (b, Trpl), das Isolat entlang der ventralen Mediane und der Innenseite zusammengefaltet (c) und in ein winziges Loch im Agarboden der Zuchtschale gesteckt. Nach der Verheilung der Epidermisränder wurde dann das Isolat aus der Kuhle genommen und 15 bis 25 Tage gezüchtet. Es bildete dabei wie bei dem eingangs geschilderten Versuch eine große, durchsichtige Hautblase. Die Entodermtransplantate stammten aus den dorsalen oder ventralen Bezirken des Entoderms, und zwar dorsal aus dem 1., 2., 3. und 4. Viertel, und ventral aus dem 1., 2. und 3. Drittel (Fig. 1d).

Die Ergebnisse wurden nach der Lebendbeobachtung in der Tabelle 1 zusammengestellt. Stränge, Knoten und Schläuche bezeichnen dabei Qualitätsstufen, die vermutlich durch Übergänge verbunden sind. Außer den Strängen und Knoten,

Tabelle 1. *Entwicklung des Herzens und der Kiemenbogen in Isolaten aus der präsumtiven Epidermis mit dem unterlagernden Mesoderm der Neurula bei Zusatz von Entoderm verschiedener Abschnitte*

Entodermtransplantat aus	Zahl der brauchbaren Fälle	Herz-Entwicklungsstufen in %				Kiemenbogenfragment in %
		unklar oder negativ	Stränge	Knoten	Schlauch	
1. dors. V.[a])	13	46	15	0	38	27
2. dors. V.	8	38	0	38	38	0
3. dors. V.	16	19	69	31	6?	0
4. dors. V.	20	35	55	50	0	0
1. ventr. D.[b])	28	18	29	11	64	60
2. u. 3. ventr. D.	33	67	12	24	0	0

a) V. = Viertel; b) D. = Drittel.

die bei den entodermfreien Isolaten gefunden wurden, traten nun auch starke, geformte „Schläuche" auf. Sie konnten ziemlich gerade, S-förmig gebogen oder auch zusammengeknäuelt sein. Die geraden Schläuche durchsetzten in der Regel den vorderen Abschnitt der Isolatblasen (Pericard) und zeigten eine von caudal nach cephal fortschreitende rhythmische Kontraktion. Solche Schläuche kamen aber regelmäßig nur bei Entodermtransplantaten aus dem 1. ventralen Drittel (64%) und den 1. und 2. dorsalen Vierteln (je 38%) vor. Sie fehlten bei den 3. und 4. dorsalen Vierteln (6? bzw. 0%) und den 2. und 3. ventralen Dritteln (0%). Das Entoderm ist demnach bei der Formbildung des Herzens ursächlich beteiligt, aber nicht mit einem allgemeinen, dem ganzen Entoderm eigenen Faktor, sondern mit einem Faktor, der in den vorderen Entodermbezirken lokalisiert ist. Diese entsprechen wahrscheinlich den Anlagen des Kiemenentoderms und der Leber[1]). Die Herzschläuche kommen nämlich häufig im Zusammenhang mit Kiemenbogenfragmenten vor, die von den Isolaten ebenfalls gebildet werden (s. Tabelle 1). Ob das Entoderm dabei chemisch oder mechanisch (?) oder durch Lieferung des Herzendothels wirkt, ist noch ungewiß.

Die Untersuchung wurde mit Hilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

Heiligenberg-Institut, Heiligenberg, Krs. Überlingen

O. MANGOLD

Eingegangen am 3. Mai 1956

[1]) BALINSKI, B.: Roux Arch. **143**, 126 (1947).
[2]) MANGOLD, O.: Roux' Arch. **147**, 131 (1954).

Besprechungen

Niels Bohr and the Development of Physics. Essays dedicated to NIELS BOHR on the occasion of his seventieth birthday. Edited by W. PAULI with the assistance of L. ROSENFELD and V. WEISSKOPF. London: Pergamon Press Ltd. 1955. VII, 195 S. Pfd. 1.10 (30 s.).

Dieser Sammelband ist herausgegeben worden als Festschrift zum 70. Geburtstag von NIELS BOHR. Die einzelnen Aufsätze stammen von älteren und jüngeren Mitarbeitern und Freunden BOHRS. Zum Teil stehen sie in sehr engem Zusammenhang mit Fragestellungen, zu denen BOHR im Laufe eines langen wissenschaftlichen Lebens wesentlich beigetragen hat; zum Teil auch ist dieser Zusammenhang ein etwas loserer. Aus der Gesamtheit der Beiträge ergibt sich ein lebendiges Bild der bedeutsamen Rolle, die BOHRS wissenschaftliche Persönlichkeit und die besondere anregende Atmosphäre des von ihm gegründeten und geleiteten Kopenhagener Instituts für theoretische Physik in der Entwicklung der Physik während der letzten Jahrzehnte gespielt haben und noch spielen.

Im einzelnen findet man Beiträge von C. G. DARWIN (Die Entdeckung der Kernladungszahl), W. HEISENBERG (Die Entwicklung der Interpretation der Quantentheorie), W. PAULI (Ausschließungsprinzip, LORENTZ-Gruppe, Spiegelungen von Raum-Zeit und Ladung), L. D. LANDAU (Über die quantisierte Feldtheorie), L. ROSENFELD (Über Quantenelektrodynamik), O. KLEIN (Quantentheorie und Relativitätstheorie), H. B. G. CASIMIR (Über die Theorie der Supraleitung), F. L. FRIEDMAN und V. F. WEISSKOPF (Der COMPOUND-Kern), J. A. WHEELER (Kernspaltung und Kernstabilität) und J. LINDHARD (Über den Durchgang schneller geladener Teilchen durch Materie).

Der Aufsatz von DARWIN schildert aus eigener Anschauung die Entdeckung der Kernladungszahl, die in den Jahren 1912 bis 1914 in Manchester am Institut von RUTHERFORD erfolgte. Während dieser Periode traf BOHR in Manchester ein; seine bedeutsame quantentheoretische Aufklärung des Wasserstoffspektrums war eine unmittelbare Folge der damals dort lebendigen Gedankengänge. — Aus persönlicher Erinnerung

an die Zeit enger gemeinsamer Arbeit mit BOHR sind die Beiträge von HEISENBERG und ROSENFELD geschrieben. Es ist interessant, wie sich BOHRS Denk- und Schaffensweise nahen Mitarbeitern darstellt. Beide Beiträge aber gehen über reine Erinnerungen hinaus. HEISENBERG schildert nicht nur die Entwicklung des Verständnisses der Quantentheorie, die sich 1927 in Kopenhagen abgespielt hat (BOHR entwickelte damals den Begriff der Komplementarität, während HEISENBERG die Unbestimmtheitsrelationen formulierte); er setzt sich auch auseinander mit einer Reihe jüngerer und älterer Versuche, die „Kopenhagener Interpretation" durch eine andere zu ersetzen. ROSENFELD berichtet nicht nur über die Entstehung der Überlegungen zur Meßbarkeit des elektromagnetischen Feldes (1931 bis 1933), in denen die innere Konsistenz und die Abgeschlossenheit des aus Quantenmechanik und quantisierter Elektrodynamik bestehenden Systems nachgewiesen wurde, sowie über weitergehende Überlegungen zur Meßbarkeit von Strömen und Ladungen; er skizziert auch neuere formale (und damit weniger in der BOHRschen Denkrichtung liegende) Entwicklungen der Quantenelektrodynamik. — PAULI behandelt einen erst in letzter Zeit bemerkten Zusammenhang verschiedener Spiegelungsoperationen in quantisierten Feldtheorien und gibt einen bisher ausstehenden allgemeinen Beweis dafür, daß Invarianz gegenüber einer bestimmten Spiegelungsoperation (nämlich der gleichzeitigen Umkehr von Zeitrichtung und Ladungsvorzeichen) bereits eine Folge der relativistischen Invarianz der betreffenden Theorie ist. — LANDAU berichtet über Arbeiten seiner Moskauer Schule zur quantisierten Feldtheorie aus den letzten Jahren, die im Westen weitgehend unbekannt geblieben sind. In diesen Arbeiten wird versucht, mit der feldtheoretischen Störungsrechnung zusammenhängende Divergenzschwierigkeiten zu umgehen durch einen mit einem Grenzübergang verbundenen Abscheideprozeß. — KLEIN skizziert Überlegungen, in denen die Frage der Formulierung relativistisch invarianter Quantentheorien erneut aufgegriffen wird (Invarianz gegenüber der allgemeinen Relativitätstheorie wird gefordert, in dieser Schärfe in den Gedankengängen jedoch nicht verwendet). — CASIMIR schildert in seinem Beitrag kritisch den gegenwärtigen Stand der Theorie der Supraleitung; trotz vieler bedeutsamer Ansätze zu einer solchen Theorie harrt dieses Phänomen ja immer noch der glaubwürdigen Aufklärung. Der Verf. betont, daß die endgültige Theorie einfach sein müsse, da die Erscheinung der Supraleitung bei einer großen Gruppe von Leitern auftritt und daher nicht allzu kritisch von den Größen abhängen kann, die für den einzelnen Leiter kennzeichnend sind. — Der Beitrag von FRIEDMAN und WEISSKOPF geht aus von dem Konzept des COMPOUND-Kerns als des Zwischenzustandes bei Kernreaktionen. Dieses Konzept wurde 1936 von BOHR in die Kernphysik eingeführt und ist seitdem bestimmend für das Verständnis der Kernumwandlungen. Die Verf. beleuchten auf Grund neuester experimenteller und theoretischer Ergebnisse kritisch die beiden Grundannahmen der COMPOUND-Kern-Vorstellung (sofortige Verschmelzung des eindringenden Geschoßteilchens mit dem ursprünglichen Kern zum COMPOUND-Kern und Unabhängigkeit dieses Zwischenzustandes von der Weise, in der er gebildet worden ist). Erst am Ende zweier Jahrzehnte ist man dabei, über BOHRS kühnes Bild hinaus vorzudringen. — Die Erscheinung der Kernspaltung (HAHN und STRASSMANN 1938) wurde aufgeklärt in einer richtungweisenden Arbeit von BOHR und WHEELER aus dem Jahre 1939; sie stellt die folgerichtige Weiterentwicklung des zwei Jahre vorher von BOHR entwickelten Tröpfchenmodells des Kerns dar. WHEELER behandelt in seinem Aufsatz das unterschiedliche Verhalten von Kernen mit gerader und ungerader Massenzahl bei spontaner Spaltung; den Schlüssel des Verständnisses liefert das von A. BOHR, einem Sohn NIELS BOHRS, erdachte kollektive Kernmodell. Ferner wird abgeschätzt, daß Kerne bis zu einer Massenzahl von etwa 500 hinauf genügend langlebig sein sollten, um sich experimentell untersuchen zu lassen, sofern sie sich nur durch intensiven Neutronenbeschuß aus den natürlich vorkommenden Kernen herstellen lassen. — Ein Fragenkreis, der BOHR seit seinem Aufenthalt in Manchester immer wieder beschäftigt hat, ist der des Durchgangs geladener Teilchen durch Materie. BOHR entwickelte an diesem Beispiel besonders ausführlich die Anwendbarkeit klassischer und quantenmechanischer Begriffe auf physikalische Vorgänge. LINDHARD hat dieses Gebiet in den letzten Jahren gemeinsam mit BOHR bearbeitet; in seinem Beitrag stellt er die Hauptüberlegungen bis zu den jüngsten Entwicklungen hin dar.

G. LÜDERS (Göttingen)

Biologie und Wirkung der Fermente. 4. Colloquium der Gesellschaft für physiologische Chemie am 17./18. April 1953 in Mosbach i. Baden. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. V, 176 S., 32 Abb. u. 1 Tafel. DM 19.60.

Die regelmäßigen Colloquien der Gesellschaft für physiologische Chemie in Mosbach sollen helfen, über ausgewählte Fragen der Biochemie Klarheit zu verschaffen. Diesem Zweck dienen zusammenfassende Vorträge, in denen der augenblickliche Wissensstand sowie die noch ungelösten Probleme dargelegt werden, und über die anschließend diskutiert wird. Der Erfolg einer solchen Veranstaltung hängt in erster Linie davon ab, ob für die Vorträge Referenten gewonnen werden können, die auf Grund eigener Arbeiten mit der Materie verwachsen sind. Dies ist den Veranstaltern des 4. Colloquiums, das der „Biologie und Wirkung der Fermente" gewidmet war, und dessen Vorträge und Diskussionen jetzt als Buch vorliegen, zweifellos gut gelungen.

Im ersten Kapitel „Die Biologie der Enzyme" befaßt sich K. LANG mit dem Enzymgehalt der Zellen sowie der Biosynthese und dem Stoffwechsel der Enzyme. Anschließend geht T. BÜCHER unter dem Thema „Proteine als Träger der Fermentwirkung" auf die Vorstellungen ein, welche über die Rolle der Eiweißkörper bei der enzymatischen Katalyse bestehen. Der Versuch, den Cofermentbegriff schärfer zu fassen, sei hier besonders erwähnt. Den speziellen Problemen, die beim Zusammenspiel der an Strukturen der Zelle gebundenen Enzyme auftreten, ist der Beitrag von E. C. SLATER „Structurally bound enzymes" gewidmet, wobei die Kinetik der Oxydoreduktionen in der Atmungskette von Herzmuskelsarkosomen im Vordergrund der Betrachtung steht. Das Referat H. HOLZERS „Über die Fermentketten und ihre Bedeutung für die Regulation des Kohlenhydratstoffwechsels in lebenden Zellen" behandelt die verschiedenen Faktoren, die beim Zusammenwirken der Fermente in der lebenden Zelle zu berücksichtigen sind. Es folgen die Kapitel „Antagonismen und Konkurrenzen um den Platz am Ferment" (J. KÜHNAU) und „Aktivierung und chemische Spezifität der Verdauungsendopeptidasen" (P. DESNUELLE und M. ROVERY). Das Buch beschließen Beiträge von R. BONNICHSEN „The Mode of Operation of Dehydrogenases with Special Reference to Alcohol Dehydrogenase" und von K. WALLENFELS „Gruppenübertragung im Bereich der Carbohydrasen", bei deren Lektüre man einen ersten Einblick in den Wirkungsmechanismus des Proteins bei der enzymatischen Katalyse gewinnen kann.

Der Wert eines wissenschaftlichen Buches läßt sich mit verschiedenen Maßstäben messen. Auf einem Gebiet, das wie die Fermentchemie in vollem Fluß befindlich ist, wird man den neuen Anregungen, die der experimentell Arbeitende beim Lesen des Buches erhält, große Bedeutung beimessen. Nicht zuletzt auch unter diesem Gesichtspunkt kann die Anschaffung der „Biologie und Wirkung der Fermente" dem Kreis derer, die an den Fragen der Fermentchemie und des Intermediärstoffwechsels interessiert sind, warm empfohlen werden.

F. LYNEN (München)

Peierls, R. E.: Quantum Theory of Solids. (The International Series of Monographs on Physics.) Oxford: Clarendon Press 1955. VIII u. 229 S. Preis 30 s.

Die grundlegenden Fragen der Quantentheorie des festen Körpers sind etwa in den Jahren 1928 bis 1935 geklärt worden; die spätere Zeit hat die Methoden vor allem auf Rechnungen für spezielle Stoffe angewandt. Man darf also bei einer heute erscheinenden Monographie des Gebietes eine abgeklärte Darstellung erwarten, um so mehr, wenn sie von einem der Autoren kommt, die wesentlich an der Durchforschung mitgearbeitet haben. Das Buch von PEIERLS erfüllt diese Erwartungen in vollem Maße. Es ist eine ausgezeichnete Einführung und eine Darstellung des wesentlich Erreichten. Ohne viel Rücksicht auf die historische Entwicklung ist das Buch im Aufbau sehr übersichtlich (Kristallgitter, nichtleitende Stoffe, Elektronen im vollkommenen Gitter, ihre Rolle bei der Kohäsion, bei der thermischen und der elektrischen Leitfähigkeit und bei den magnetischen Eigenschaften, Elektronen und Licht, Halbleiter, Supraleiter). Überall macht das Buch zweckmäßige Vereinfachungen, so daß die Lektüre nie mühsam wird. Komplizierte Erscheinungen werden in den Hintergrund gestellt; überall ist die Anwendung einer strengen, aber überlegten Beschränkung spürbar.

Dem Studenten, der die moderne theoretische Physik gründlich kennenlernen will, und allen, die auf dem Gebiet des festen Körpers forschen oder Forschungen verwenden, gibt es eine sichere Grundlage, von der aus sich jeder selbst weiterhelfen kann.

F. HUND (Frankfurt a. Main)

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: Professor Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Verantwortlich für den Anzeigenteil: Günter Holtz, Berlin W 35, Reichpietschufer 20. — Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg. — Printed in Germany

Vor kurzem erschien:

Integraltafeln zur Quantenchemie

Von Dr. **H. Preuss**, Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. K. Wirtz, Göttingen.

I. Band: VI, 162 Seiten 4°. 1956. Ganzleinen DM 39.—

Inhaltsverzeichnis: Erster Teil: **Einführung in die Integrationsprobleme der Quantenchemie:** Einleitung und grundsätzliche Fragen der Quantenchemie. Mathematische Formulierung und Lösungsmethoden. Die Bezeichnung der Integrale. Berechnung der Zweizentrenintegrale. Die Integrale der K-Schale. Die Integrale der L-Schale. Übersicht über die bisher tabellierten Funktionen und Integrale einschließlich der im Teil 3 angegebenen. — Zweiter Teil: **Integralformeln und Literaturverzeichnis:** Einführung. Einzentrenintegrale der K- und L-Schale für verschiedene effektive Abschirmzahlen in den Slater-Funktionen. Wechselwirkungsintegrale der K- und L-Schale für gleiche effektive Abschirmzahlen in den Slater-Funktionen. Übergang von den mit $\psi_{s'}$ gebildeten Integralen zu denen mit ψ_K und ψ_s. Überlappungs- und Übergangsintegrale der K- und L-Schale für ungleiche effektive Abschirmzahlen in den Slater-Funktionen. Literaturverzeichnis. — Dritter Teil: **Tabellen:** Einzentrenintegrale mit verschiedenen Abschirmzahlen α, β in den Funktionen. Wechselwirkungsintegrale der K- und L-Schale mit gleichen Abschirmzahlen δ in den Funktionen. Hilfsfunktionen. Integrale der K-Schale für verschiedene Werte p_1, p_2, p_3, p_4 und $\alpha = \beta R$.

Die Quantenmechanik der chemischen Bindung wird die künftige Entwicklung der Molekülphysik und mit ihr zusammenhängender Gebiete wie physikalische Chemie, Biophysik und Biochemie stark beeinflussen. Im Verein mit der Entwicklung der modernen elektronischen Rechenmaschinen dürfte das Gebiet vor einer großen Entfaltung stehen. Die Arbeit, die in dem vorliegenden Buch ihren Niederschlag findet, versucht hierzu einen Beitrag zu leisten.

Die vorliegenden Tabellen sind ein Teil des im Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen, in Angriff genommenen Integralprogramms, dessen Ziel ist, die wichtigsten Grundintegrale und Hilfsfunktionen zur Berechnung der bei quantenchemischen Untersuchungen auftretenden Zweizentrenintegrale zu bestimmen und für die zu erwartenden Anwendungen hinreichend genau zu tabellieren. Sie schließen sich an die von Kotani, Amemiya und Simose (1938) berechneten Tabellen an.

Der erste Teil des aus drei Teilen bestehenden vorliegenden Bandes enthält eine kurze Einführung, die die Integrale in den physikalischen Zusammenhang stellt, sowie eine Zusammenfassung der bisher tabellierten Funktionen und Integrale einschließlich der berechneten Bereiche.

Der zweite Teil enthält eine Zusammenfassung der Integralformeln für Wechselwirkungsintegrale der K- und L-Schale, wenn gleichatomige Moleküle vorliegen, sowie eine analytische Darstellung von allen Überlappungs- und Übergangsintegralen im heteronuklearen Fall. Der Vollständigkeit halber sind einige Einzentrenintegrale mit aufgenommen worden. Der zweite Teil wird durch ein ausführliches Verzeichnis der bis jetzt erschienenen Literatur über die Berechnung und Tabellierung der Integrale in der Quantenchemie abgeschlossen.

Im dritten Teil sind die Tabellen der Wechselwirkungsintegrale für gleichatomige Moleküle zu finden sowie die numerischen Werte einer Reihe von Hilfsintegralen, die zur Berechnung der Wechselwirkungsintegrale für den Fall ungleichatomiger Moleküle notwendig sind. Teile der Tabellen sind elektronisch berechnet worden.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Handbuch der allgemeinen Pathologie

Herausgegeben von Professor Dr. **F. Büchner**, Freiburg i. Br., Professor Dr. **E. Letterer**, Tübingen, und Professor Dr. **F. Roulet**, Basel. In 12 Bänden.

Im Sommer 1956 wird erscheinen:

Sechster Band:

Entwicklung, Wachstum, Geschwülste

Dritter Teil: **Geschwülste.**

Redigiert von **F. Büchner.** Mit 98 Abbildungen. Etwa 480 Seiten Gr.-8°. 1956.

Vorbestellpreis gültig bis zum Erscheinen Ganzleinen DM 96.—
Endgültiger Ladenpreis nach Erscheinen Ganzleinen DM 120.—

Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches gilt der Vorbestellpreis auch nach Erscheinen des Bandes weiter als Subskriptionspreis, jedoch ist jeder Band und Bandteil zum Ladenpreis einzeln käuflich.

Inhaltsübersicht: **Allgemeine Systematik der Geschwülste.** Von A. v. Albertini, Zürich/Schweiz. — **Die Morphologie der Tumoren.** Von H. Hamperl, Bonn. — **Die Biochemie der Geschwülste.** Von A. Butenandt und H. Dannenberg, Tübingen. — **Die experimentelle Geschwulstforschung.** Von G. Domagk, Wuppertal-Elberfeld. — **Die Ätiologie der Geschwülste.** Von W. Fischer, Jena. — Namen- und Sachverzeichnis.

Bisher erschienen:

Zweiter Band: **Die Zelle.** (In 2 Teilen.)

Erster Teil: **Das Cytoplasma.**

Mit 246 Abbildungen. XII, 735 Seiten Gr.-8°. 1955. Ganzleinen DM 174.—
Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Ganzleinen DM 139.—

Sechster Band: **Entwicklung, Wachstum, Geschwülste.** (In 3 Teilen.)

Erster Teil: **Entwicklung, Wachstum I.**

Mit 233 Abbildungen. X, 542 Seiten Gr.-8°. 1955. Ganzleinen DM 122.50
Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Ganzleinen DM 98.—

Siebenter Band: **Reaktionen.** (In 2 Teilen.)

Erster Teil: **Entzündungen und Immunität.**

Mit 164 Abbildungen. X, 742 Seiten Gr.-8°. 1956. Ganzleinen DM 188.—
Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Ganzleinen DM 150.40

In Vorbereitung befinden sich folgende Bände:

I. Band: **Prolegomena einer allgemeinen Pathologie.** — II. Band: **Die Zelle:** 2. Teil. Der Zellkern. — III. Band: **Zwischensubstanzen, Gewebe, Organe:** 1. Teil: Zwischensubstanzen und Gewebe. 2. Teil: Die Organe. Die Organstruktur als Grundlage der Organleistung und Organerkrankung. — IV. Band: **Der Stoffwechsel:** 1. Teil. Der Stoffwechsel I. 2. Teil. Der Stoffwechsel II. — V. Band: **Hilfsmechanismen des Stoffwechsels.** — VI. Band: **Entwicklung, Wachstum, Geschwülste:** 2. Teil. Entwicklung. Wachstum II. — VII. Band: **Reaktionen:** 2. Teil. Allergie. — VIII. Band: **Regulationen:** 1. Teil. Inkretorische Regulationen. 2. Teil. Neurovegetative Regulationen. — IX. Band: **Erbgefüge.** — X. Band: **Umwelt I.** — XI. Band: **Umwelt II:** 1. Teil. Ernährung. 2. Teil. Belebte Umweltfaktoren. — XII. Band: **Leib und Seele.**

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Dieses Heft enthält einen Prospekt des Springer-Verlages, Berlin - Göttingen - Heidelberg